

N^o D'ORDRE :

76

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

ROLAND MAZE

Ingénieur E. S. E.

1^{re} THÈSE. — COMPTAGE ET SÉLECTION DES RAYONS COSMIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **1941** devant la Commission d'examen.

M. BRUHAT..... *Président.*

M^{me} JOLIOU-CURIE..... } *Examinateurs.*

M. P. AUGER..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1941

N^o D'ORDRE :

76

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

ROLAND MAZE

Ingénieur E. S. E.

1^{re} THÈSE. — COMPTAGE ET SÉLECTION DES RAYONS COSMIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **1941** devant la Commission d'examen.

M. BRUHAT..... *Président.*

M^{me} JOLIOT-CURIE..... } *Examineurs.*

M. P. AUGER..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1941

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.

Doyen..... G. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs **R. UNIV.**

**BIBLIOTHEEK
LEIDEN**

H. LEBESGUE.
Émile PICARD.
Léon BRILLOUIN.
PÉCHARD.
FREUNDLER.
AUGER.
DANGEARD.
LESPIEAU.

MARCHIS.
VESSIOT.
PORTIER.
MOLLIARD.
LAPICQUE.
G. BERTRAND.
ABRAHAM.
Ch. FABRY

Léon BERTRAND.
WINTREBERT.
DUBOSCO.
BOHN.
RABAUD.
GAULLERY.
J. PERRIN
CARTAN.

PROFESSEURS

Émile BOREL..... T Calcul des probabilités et
Physique mathématique.
A. COTTON..... T Recherches physiques.
J. DRACH..... T Analyse supérieure et
Algèbre supérieure.
Charles PÉREZ.... T Zoologie.
M. GUICHARD..... T Analyse et mesures chi-
miques.
Paul MONTEL..... T Théorie des fonctions et
Théorie des transforma-
tions.
L. BLARINGHEM .. T Botanique.
G. JULIA..... T Mécanique analytique et
Mécanique céleste.
C. MAUGUIN..... T Minéralogie.
A. MICHEL-LÉVY.. T Pétrographie.
A. DENJOY..... T Géométrie supérieure.
L. LUTAUD..... T Géographie physique et
géologie dynamique.
Eugène BLOCH.... T Physique.
G. BRUHAT..... T Physique théorique et phy-
sique céleste.
E. DARMOIS..... T Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE..... T Physique Générale et Ra-
dioactivité.
A. DUFOUR..... T Physique. (P. C. B.).
L. DUNOYER..... T Optique appliquée.
A. GUILLIERMOND. T Botanique.
M. JAVILLIER.... T Chimie biologique.
ROBERT-LEVY.... T Physiologie comparée.
Henri VILLAT.... T Mécanique des fluides et
applications.
Ch. JACOB..... T Géologie.
P. PASCAL..... T Chimie générale.
M. FRÉCHET..... T Calcul différentiel et Cal-
cul intégral.
E. ESCLANGON.... T Astronomie.
M^{me} RAMART-LUCAS T Chimie organique.
H. BÉGHIN..... T Mécanique phys. et exp.
FOCH..... T Mécanique expérimentale
des fluides.
PAUTHENIER..... Physique (P. C. B.).
De BROGLIE..... T Théories physiques.

CHRÉTIEN..... Otique appliquée.
P. JOB..... Chimie générale.
LABROUSTE..... Physique du Globe.
PRENANT..... T Anatomie et Histologie
comparées.
VILLEY..... Mécanique physique et ex-
périmentale.
COMBES..... T Physiologie végétale.
GARNIER..... T Application de l'analyse
la géométrie.
PÉRÈS..... Mécan. théor. des fluides
HACKSPILL..... T Chimie minérale.
TOUSSAINT..... Technique Aéronautique.
M. CURIE..... Physique (P. C. B.).
G. RIBAUD..... T Hautes températures.
CHAZY..... T Mécanique rationnelle.
H. GAULT..... Chimie (P. C. B.).
CROZE..... Recherches physiques.
DUPONT..... T Théories chimiques.
LANQUINE..... T Géologie structurale et
géologie appliquée.
VALIRON..... Mathématiques générales.
BARRABÉ..... Géologie structurale et
géologie appliquée.
MILLOT..... Biologie animale (P. C. B.).
F. PERRIN..... Théories physiques.
VAVON..... Chimie organique.
G. DARMOIS..... Calcul des Probabilités et
Physique-Mathématique.
CHATTON..... T Biologie maritime.
AUBEL..... Chimie biologique.
Jacques BOURCART. Géographie physique et
géologie dynamique.
M^{me} JOLIOT-CURIE. Physique générale et Ra-
dioactivité.
PLANTEFOL..... Biologie végétale (P. C. B.).
CABANNES..... Enseignement de Physique.
GRASSÉ..... Biologie animale (P. C. B.).
PRÉVOST..... Chimie (P. C. B.).
BOULIGAND..... Mathématiques.
CHAUDRON..... Chimie (P. C. B.).
H. CARTAN..... Calcul différentiel.
CHATELET..... Arithmétique supérieure.

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

A MA MÈRE

A MES ONCLES

PAUL ET GEORGES MAZE

WINTER AM A

LIBRARY OF A

FRANKLIN COUNTY

COMPTAGE ET SÉLECTION DES RAYONS COSMIQUES

Par ROLAND MAZE
Ingénieur E. S. E.

SOMMAIRE. — L'auteur expose différents perfectionnements techniques apportés au sélecteur de particules ionisantes.

Il étudie d'abord la question du comptage rapide.

Comme les meilleurs compteurs utilisés jusqu'ici fonctionnent en régime autonome avec un temps de résolution trop élevé, des techniciens américains ont proposé quelques circuits, qui ont pour effet d'asservir le compteur à un régime plus rapide.

Il est fait une critique de ces circuits, dont le plus intéressant est celui de Neher et Harper.

Tout en conservant le principe, l'auteur le transforme en relaxateur par l'introduction d'une réaction.

Ce nouveau système permet la mise en court-circuit complet du compteur; dès qu'il est excité par une particule ionisante, il donne des chocs égaux de grande amplitude et le temps de résolution peut être assez petit pour que la vitesse de comptage soit limitée par le temps mort du tube.

Pour améliorer la sélectivité, le circuit Rossi est remanié; comme il faut obtenir des chocs négatifs rapides, en partant de chocs d'excitation plus lents, les propriétés des différents modes de couplages électriques entre étages sont analysées par le calcul.

Les constructions graphiques qui en découlent donnent une explication générale des déformations et des phénomènes, que l'on peut rencontrer dans un appareil sélecteur de coïncidences.

Des reproductions d'enregistrements effectués à l'aide d'un oscillographe cathodique sont jointes à cette étude.

Le circuit grille réactif permet d'obtenir un temps de résolution de l'ordre du millionième de seconde, qui détermine le grand pouvoir de sélection du nouveau circuit.

Sur ces bases, il a été construit une série d'appareils complets, alimentés sur secteur, dont on trouvera la description détaillée.

Ces appareils ont mis en évidence le phénomène rare des grandes gerbes cosmiques.

Pour étudier l'extension de ces gerbes par l'éloignement progressif d'un des compteurs du sélecteur, il fallait corriger le retard introduit éventuellement par le temps de propagation ; à cet effet un appareil spécial, dénommé « Déphaseur », a été étudié.

Il a permis la réception de ces gerbes, jusqu'à la distance de 300 m., en haute montagne.

Il permet, également, la mesure directe des coïncidences fortuites, la mesure des décalages entre chocs non périodiques, et la comparaison directe de pouvoirs séparateurs.

INTRODUCTION

L'étude de la constitution de la matière, et de ses transformations, exige des moyens techniques de plus en plus perfectionnés et compliqués.

De riches domaines de recherche, et notamment celui des rayons cosmiques, sont réservés aux procédés permettant l'étude des particules ionisantes individuelles, soit : par la photographie de leurs trajectoires, grâce à la chambre de Wilson, soit par le dénombrement, grâce aux compteurs de Geiger et Müller et au sélecteur de coïncidences, ou mieux encore, par association de ces multiples éléments ; chambre à détente commandée automatiquement.

Le compteur de Geiger et Müller est un condensateur bicylindrique spécial, à l'intérieur duquel est établi un champ électrique élevé ; toute particule ionisante le traversant dans n'importe quel sens détermine une décharge à front raide ; il peut fonctionner seul ou mieux comme nous l'examinerons plus loin, asservi à un système électrique spécial.

Pour étudier un rayonnement dans une direction déterminée, Bothe, Kolhorster et Rossi, mirent au point, vers l'année 1930, deux procédés permettant en principe de dénombrer les corpuscules traversant l'angle solide déterminé par la partie active de plusieurs compteurs parallèles, et établirent le premier sélecteur de coïncidences.

Cet appareil, dont je vais développer l'étude dans les pages qui vont suivre, a pour but la mise en action d'un relais mécanique, soit numérateur, soit de commande de la chambre de Wilson par la coïncidence de phénomènes produits au passage d'une particule ionisante simple ou d'une pluie

de particules traversant plusieurs compteurs détecteurs en même temps ou, tout au moins, en un temps inférieur ou égal au temps de résolution du système envisagé.

Il comprend l'ensemble des organes électriques nécessaires, asservissement, amplification, sélection, numération, compteurs exclus.

Comme l'étude des rayons cosmiques ne se fait pas toujours dans un laboratoire, mais souvent en des lieux où les conditions sont défavorables pour le fonctionnement d'appareils délicats, soit dans un abri sommaire en haute altitude, soit sur le pont supérieur d'un bateau à des latitudes tropicales, soit encore dans les profondeurs d'une mine, il faut, si l'on veut une marche stable durant des expériences de très longue durée, et des résultats comparables, disposer d'appareils robustes, peu sensibles à l'état hygrométrique de l'air, sans réglages critiques et munis de tous les perfectionnements désirables.

A l'époque où fut entrepris ce travail, on ne disposait que d'appareils peu satisfaisants, voisins du premier type proposé par Rossi en 1930, alimenté partiellement ou complètement avec des piles ; le fonctionnement des compteurs était autonome, il suffisait d'ajuster une résistance de fuite généralement très élevée, ce qui exigeait un bon isolement des circuits dans une atmosphère sèche ; mais il y avait des défauts plus graves : en effet, la constante de temps trop élevée du circuit limitait les possibilités de dénombrement du compteur à une valeur bien inférieure à ses possibilités intrinsèques, introduisant de ce fait une diminution de rendement ; de plus le fonctionnement du compteur n'était pas toujours régulier.

Par ailleurs, la sélection des coïncidences de décharges des compteurs manquait de finesse, un certain nombre de coïncidences fortuites dont la mesure était souvent longue et fastidieuse s'ajoutait aux coïncidences vraies, masquant les faibles effets recherchés.

Ce manque de rapidité de comptage et de sélection était encore plus gênant dans les mesures de radio-activité et limitait les possibilités de recherche par ce procédé ; enfin, il n'était guère possible d'écarter les compteurs à plus de 2 m. les uns des autres.

Ces différents problèmes ont été examinés.

Comme il est essentiel avant de commencer cette étude de bien connaître le fonctionnement des compteurs, on trouvera en manière d'introduction, un exposé des connaissances acquises à ce sujet, complété de constatations et résultats personnels.

En prenant pour base le circuit de Neher et Harper asservissant le compteur, et permettant la détection rapide des particules ionisantes, il a été mis au point un système à réaction ou « multivibrateur » qui sera comparé à quelques systèmes proposés par d'autres auteurs.

Pour l'étude de l'amélioration de la sélectivité, les propriétés des différents modes de couplages électriques entre étages ont été analysées par un calcul mathématique.

Cette étude conduit à des constructions graphiques donnant une explication générale des déformations complexes des chocs que l'on peut observer à l'oscillographe cathodique.

La photographie des phénomènes transitoires rapides, donc peu visibles, a été obtenue en excitant les circuits étudiés par des chocs périodiques artificiels reproduisant, si l'on prend quelques précautions, les mêmes effets que ceux distribués au hasard et provenant du système de détection des particules ; cet artifice permet d'avoir une image fixe.

Une partie du travail est consacrée à l'exposé des procédés ayant permis l'étude de l'extension des grandes gerbes cosmiques, c'est-à-dire, l'enregistrement de coïncidences pour un écartement entre compteurs de quelques centaines de mètres.

A cet effet un appareil spécial a été créé pour compenser

les retards dus aux déphasages de telle sorte qu'une coïncidence puisse toujours avoir lieu.

Cet appareil déphaseur peut avoir d'autres applications : il permet l'étude directe du pouvoir séparateur d'un sélecteur sans la mesure fastidieuse des coïncidences fortuites, et associée à celui-ci, la mesure de différences de temps de l'ordre du millionième de seconde entre chocs non périodiques.

On trouvera enfin des renseignements techniques au sujet de la construction des appareils et de leur utilisation générale.

Ce travail a été effectué en majeure partie au Laboratoire de Chimie-Physique, sous la haute direction de M. le Professeur Jean Perrin.

Je tiens à remercier tout particulièrement M. Pierre Auger, qui m'ayant demandé d'étudier un appareil sélecteur de rayons cosmiques, à grand pouvoir séparateur, m'a procuré l'occasion et vivement encouragé à présenter le résultat de mes travaux sous forme de thèse.

CHAPITRE PREMIER

Compteurs d'ions de Geiger et Müller.

§ 1. Principe. — Le compteur de Geiger et Müller (1) que nous dénommerons pour simplifier : tube G. M., est constitué, en principe, d'un fil fin entouré d'un cylindre métallique fermé aux deux extrémités et rempli d'un gaz ; sa capacité est celle du condensateur cylindrique ainsi formé.

Le fil étant porté à un potentiel positif V par rapport au cylindre, le champ électrique est donné par l'expression suivante :

$$\frac{dV}{dx} = \frac{-V}{Kx \cdot \log. \frac{r_1}{r_2}}$$

en fonction de la distance x au centre : K , étant le pouvoir inducteur spécifique du gaz, r_1 et r_2 les rayons du fil et du cylindre. Comme toute particule ionisante produit dans le gaz une série de paire d'ions, dont le nombre dépend de la charge et de son énergie, pour un gradient de potentiel peu élevé, le tube joue le rôle d'un simple collecteur d'ions ou chambre d'ionisation et donne au passage d'un électron une décharge extrêmement faible.

En faisant croître le champ, il s'établit un état, où les ions formés sont suffisamment accélérés pour produire des effets secondaires dépendant dans une certaine mesure des ions primaires, les quantités d'électricité ainsi récoltées sont accrues mais permettent encore de distinguer les natures des particules chargées, le tube fonctionne alors en compteur semi-proportionnel.

Enfin, pour un champ électrique plus élevé, les effets secondaires deviennent si grands que l'ionisation primaire se trouve masquée et quelle que soit la nature des particules incidentes, les électrodes reçoivent des charges égales, ce sont les conditions de fonctionnement du tube G. M.

Une nouvelle élévation du champ produit une accélération des ions telle que ceux-ci peuvent arracher aux électrodes des électrons produisant une nouvelle avalanche ; le fil peut émettre des photons libérant à leur tour des photo-électrons, il s'établit un phénomène complexe régi par des lois périodiques de relaxation, dénommé « décharge couronne de Tonnsend ».

§ 2. Construction. — L'état électrique du tube G. M. est donc critique et voisin de l'instabilité, ce qui lui confère une grande sensibilité, mais en conséquence la construction d'un tube présentant des caractéristiques stables sans donner des décharges accidentelles est délicate ; elle est jusqu'à présent guidée par l'empirisme.

Le gradient de potentiel élevé est assuré par l'emploi d'un fil très fin porté à un potentiel de l'ordre de 1 500 volts. positifs à la surface du fil par rapport au cylindre ; il est voisin de 100 kilovolts/cm. et décroît très vite en fonction de la distance.

L'état de cette surface doit être aussi parfait que possible, une poussière ou aspérité pouvant détruire l'homogénéité du champ et provoquer l'ionisation spontanée du gaz.

La délimitation de la longueur efficace du fil se fait en augmentant son diamètre aux extrémités et à la sortie du cylindre au moyen de deux petits tubes légers en magnésium ou aluminium, la tension mécanique étant assurée par un ressort d'acier.

Le cylindre est en métal poli intérieurement, l'influence de sa nature ainsi que celle du fil est peu connue.

Il faut naturellement s'assurer que les matériaux employés ne contiennent pas de substances radio-actives ; comme le fil

doit être aussi fin que possible (environ 50 microns), et solide, on emploie de préférence l'acier, le nickel ou le tungstène. Les cylindres de métaux légers ne donnent pas de résultats très satisfaisants, car sous l'action de l'avalanche ou de photons émis par le fil ils peuvent produire des effets secondaires ; le fer et le cuivre conviennent bien.

Comme le mélange gazeux doit rester invariable, la question des joints est importante ; l'ébonite libère à la longue des vapeurs organiques et de l'hydrogène sulfuré, la picéine peut se fissurer. Il est donc préférable d'utiliser des joints de pyrex avec entrées de courant en tungstène ; ainsi le tube G. M. peut être chauffé et dégazé soigneusement.

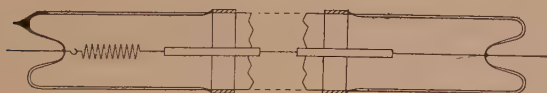


Fig. 1.
Compteur de Geiger, verre métal « Philips ».

Max Cosyns (2) a proposé d'introduire le cylindre de métal dans un tube de verre en prenant des précautions pour éviter l'effet Reboul ; d'après ses indications, la société Philips a mis au point un compteur dont les extrémités sont en verre soudé au métal (fig. 1).

On peut aussi réaliser des compteurs tout en verre en déposant sur le tube du graphite colloïdal, le contact étant assuré par un fil de tungstène fixé contre la surface sur une longueur de 1 cm. ; on évite ainsi la fixation du cylindre de métal à l'intérieur du tube de verre mais il faut prendre toutes les précautions possibles pour éliminer ou éviter les traces de graphite aux terminaisons du tube.

La construction achevée, le compteur propre et soigneusement dégazé est rempli du mélange gazeux, dont le rôle, capital, est déterminé empiriquement.

§ 3. Caractéristiques du tube G. M. en fonction de la tension.

— Considérons un tube G. M. dont le fil (anode) est porté au potentiel positif variable par rapport au cylindre (cathode) par l'intermédiaire d'une résistance de fuite R (fig. 2).

Si le tube est bien construit, et si la nature et la pression du gaz, ainsi que la valeur de la résistance satisfont aux conditions de fonctionnement, nous observons à l'aide d'un

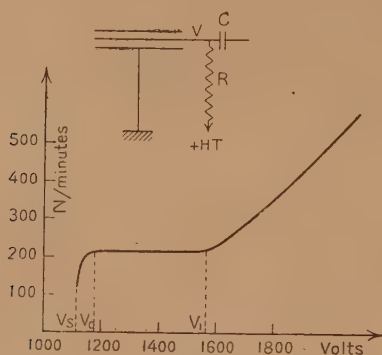


Fig. 2.

amplificateur sensible et d'un système de numération ce qui suit :

Les décharges importantes dues à la multiplication commencent dès que la tension atteint une valeur critique appelée tension du seuil de comptage ; à partir de ce point la fréquence des décharges croît en fonction de la tension puis devient rapidement à peu près constante.

Ce palier de la courbe représentative dépend essentiellement de la nature du gaz et de la valeur de R . Il peut varier depuis quelques volts pour les mauvais tubes jusqu'à 600 volts pour les meilleurs.

Cette région du palier est celle utilisée pour le travail, puisque le comptage est indépendant de la tension ; au delà, le tube donne en plus des décharges normales dues au pas-

sage des particules ionisantes, des décharges accidentelles produites par exemple par les effets des aspérités des électrodes.

On peut avoir une série de chocs électriques rapprochés coupés périodiquement par la chute de tension moyenne, ou encore une distribution au hasard des chocs parasites. On tend rapidement vers la décharge couronne.

§ 4. Influence de la résistance de fuite sur la longueur du palier. — Les travaux de Werner (3), Henning et Shade (4) montrent que la décharge couronne d'un tube G. M. est pra-

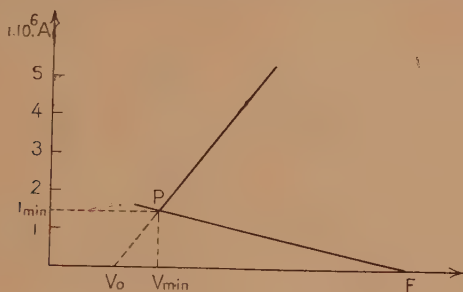


Fig. 3.

tiquement linéaire et commence pour un courant I minimum, correspondant à une tension V minimum, définissant un point P indépendant du circuit extérieur.

Ce point est toutefois défini à 20 o/o près, car il existe une transition progressive entre le domaine de comptage et le courant constant.

Ce domaine de comptage a pour borne inférieure le potentiel V_0 et pour borne supérieure V_{min} , au delà, le courant moyen restant proportionnel à la tension, la caractéristique linéaire se poursuit (fig. 3).

La différence de potentiel $V_{min} - V_0$ est de quelques volts et I_{min} de l'ordre du micro-ampère, pour l'hydrogène et les gaz rares.

Si le tube est branché sur une résistance de fuite R le courant de décharge produit une chute de tension; en fin de décharge, si la tension V se trouve comprise dans l'intervalle $(V_{\min} - V_0)$ il n'y a pas de décharge continue, mais si V est supérieur à $V_{\min}$, il s'établit la décharge couronne.

La condition limite de fonctionnement normal est déterminée par le point P intersection des deux courbes...

$V = f(i)$ et $V = E - Ri$; E étant la tension appliquée au circuit.

La longueur du palier déterminée par R s'exprime par la différence :

$E - V_0 = Ri_{\min} - (V_{\min} - V_0)$ et comme $(V_{\min} - V_0)$ est très petit, on peut dire que cette longueur est sensiblement proportionnelle à $Ri_{\min}$.

En conséquence l'emploi de gaz tels que l'hydrogène, les gaz rares et l'air donnant une valeur de $I_{\min}$ très faible, exige une valeur de R élevée de l'ordre de 10^9 ohms pour avoir un palier de quelques centaines de volts; par contre, l'emploi de vapeurs organiques pures ou mélangées à d'autres gaz comme l'a montré Trost (5), donnant un courant de décharge beaucoup plus grand, permet le fonctionnement du tube avec une résistance de fuite de quelques mégohms à longueur de palier égale.

Duffendack (6) fait remarquer que les caractéristiques en court-circuit d'un excellent tube bien dégazé et rempli d'hydrogène pur sont : une bonne définition du point P et un courant $I_{\min}$ égal à 3 micro-ampères. En rejetant les tubes ne présentant pas ces conditions, il obtient un lot de tubes tous excellents. Il semble que l'on ait là le moyen simple et pratique de juger de la grandeur du palier et de la qualité du comptage.

§ 5. Influence du gaz. — L'effet du gaz a été déterminé empiriquement pour un compteur donné; les résultats ne sont pas toujours concordants. En effet, il arrive souvent que

des tubes construits de manière identique et avec soin, remplis du même gaz en apparence, ne présentent pas les mêmes caractéristiques.

Si le dégazage parfait du tube peut éviter les variations de propriétés, il semble que la présence de traces d'impuretés encore indéterminées ait un effet favorable (peut-être par la formation de gros ions) sur la disparition de décharges parasites.

Il est toujours nécessaire d'essayer les tubes non seulement pris individuellement, mais encore branchés sur un appareil à coïncidences pendant le remplissage du gaz ou l'essai d'un mélange, car en général tout tube présente un optimum de sensibilité et de qualité pour une certaine tension de travail et une pression que l'on doit fixer.

On sait cependant que pour un tube donné le seuil de comptage augmente avec la pression du gaz. Toutes choses égales d'ailleurs les gaz différents ne donnent ni les mêmes seuils ni les mêmes paliers.

Haines (7) a tracé les courbes de la variation de la tension du seuil en fonction de la pression pour quelques gaz, on voit que l'hélium donne une variation particulièrement faible (fig. 4). Pour des raisons pratiques, on a intérêt à rechercher les seuils les plus bas, mais Max Cosyns (2) a montré l'influence de la pression sur la longueur du palier ; il en résulte que l'on a intérêt à employer des pressions assez élevées, ce qui, en même temps, fait croître l'ionisation mais diminue la mobilité des ions (fig. 5).

Parmi toutes ces propriétés diverses, il faut rechercher un

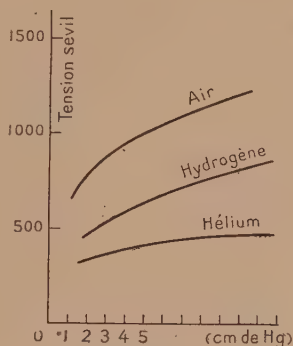


Fig. 4.
Courbes de Haines.

compromis et, comme on peut le voir, l'hydrogène est à employer, de préférence à tout autre gaz ; il assure également un temps de latence et un temps mort relativement petit ; nous verrons plus loin la définition de ces termes.

Pour améliorer le rendement, on y mélange un gaz rare à forte ionisation spécifique, par exemple : de l'argon dans la proportion de 50 o/o, ou quelques traces de vapeurs organiques stables (Benzène).

Les charges collectées par le fil pendant l'avalanche sont très faibles, de l'ordre du micro-ampère ; on doit donc

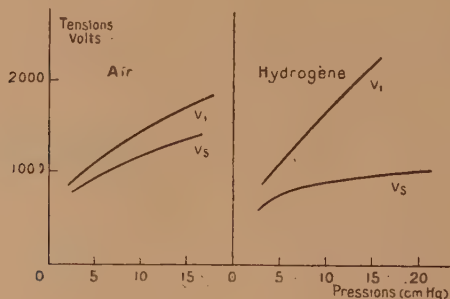


Fig. 5. — Influence sur la longueur du palier de la pression gazeuse (Max Cosyns).
 V_s , tension du seuil ; V_1 , tension maximum.

employer une résistance élevée pour assurer le fonctionnement autonome du compteur dans de bonnes conditions.

Comme nous l'avons vu, on peut cependant employer des résistances comparativement faibles : soit quelques mégohms, en remplissant les tubes de vapeurs organiques, soit mélangées à d'autres gaz, soit pures.

L'acétone sous une pression de quelques millimètres et l'aldéhyde acétique, dont la tension de vapeur est plus élevée, donnent de bons résultats immédiats, malheureusement, les caractéristiques sont instables, il faut au bout de quelques mois, parfois quelques jours, renouveler la vapeur ; de plus,

j'ai personnellement constaté qu'il existe un retard dans la production de l'avalanche, retard de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6}$ sec., et assez variable quant au rendement, il est de l'ordre de 90 o/o.

Si les expériences que l'on veut faire sont courtes, et n'exigent pas une grande sélection des particules, de tels tubes peuvent rendre de grands services, à l'aide d'un circuit simple à faible constante de temps ; mais pour des expériences plus sérieuses il faut prendre des précautions et étudier des circuits dont on trouvera la description plus loin.

§ 6. Analyse de la décharge. — *Constantes de temps.* — Lorsqu'une particule ionisante traverse le gaz du tube, elle produit une série de paires d'ions. Considérons la première paire constituée d'un électron et d'un ion positif.

L'électron, très mobile, se précipite sur le fil positif et par suite du champ croissant acquiert une énergie suffisante pour déterminer l'ionisation par choc du gaz, d'où la libération de nouveaux électrons précipités en avalanches.

Mais les électrons produits très près du fil ont des parcours de plus en plus petits, ce qui diminue l'ionisation et ferait cesser le phénomène s'il n'était entretenu par les ions positifs. Ceux-ci peuvent au voisinage du fil prendre une vitesse suffisante pour ioniser le gaz et assurer un renouvellement d'électrons.

La diminution du champ qui résulte de la chute de tension aux bornes de la résistance de charge et de la présence des ions positifs, dont le balayage est lent, arrête la cascade.

Le temps que dure cette charge spatiale, qui exclut la possibilité de production d'une nouvelle décharge, même si la tension a repris la valeur initiale, est le *temps mort* du tube. C'est le temps qui s'écoule entre la formation de la première paire d'ions et le balayage des ions positifs (Max Cosyns).

Il dépend naturellement de leur mobilité dans le gaz, et si

la tension appliquée sur le fil revient rapidement à l'état initial après la décharge, grâce au circuit extérieur, la rapidité de détection se trouve limitée par le temps mort propre.

Dans ces conditions, en plaçant une forte source de particules β près du compteur, on observe une décharge dès la fin du balayage des ions positifs, se renouvelant périodiquement à des intervalles égaux au temps mort; c'est une oscillation plus ou moins stable dont il est cependant facile de mesurer la fréquence à l'aide d'un oscillographe.

On trouve pour un compteur du type Philips un temps mort de l'ordre de 10^{-3} sec.; un tube rempli d'hydrogène pur à la pression de 10 cm. de mercure donne une valeur inférieure et s'il est rempli d'air une valeur supérieure, enfin, les vapeurs organiques sous de faibles pressions donnent des valeurs voisines de 10^{-4} sec.

On voit qu'il ne faut pas espérer actuellement, même avec les meilleurs compteurs, dépasser une vitesse de comptage de quelques centaines de décharges par seconde sans perte sensible et qu'il est, par conséquent, inutile de rechercher pour le moment un système de restitution de tension plus rapide que le balayage des ions.

On remarquera que le temps mort d'un tube ne dépend du circuit extérieur que dans la mesure où la baisse de tension ralentit la vitesse des ions; comme la vitesse moyenne reste élevée pendant la durée du choc, on peut dire que ce temps est une constante du tube.

L'étude à l'oscillographe cathodique du choc électrique montre qu'il est du type à front raide.

La tension s'abaisse pendant la décharge à la valeur de la tension du seuil de comptage V_0 pour les gaz mentionnés plus haut; légèrement en dessous (25 à 50 volts) en présence de vapeurs organiques; puis revient à l'état initial suivant la loi exponentielle (fig. 6).

Une analyse plus fine du phénomène, au moyen d'un sélecteur à grand pouvoir séparateur et d'un appareil dépha-

seur, m'a permis de constater qu'il existe une traînée très courte à l'origine complètement invisible à l'oscillographe.

Ce retard déjà mentionné est le temps de latence du tube.

Temps de latence t_l . — Ce temps dont la cause est encore peu connue, ne peut être défini avec précision. Nous dirons que c'est celui qui s'écoule entre la formation de la première paire d'ions et celui à partir duquel la pente de la tangente à la courbe devient notable; autrement dit, c'est le temps que met la résistance du tube G. M. à devenir négligeable par rapport à celle du circuit extérieur.

Si le système mettant en évidence des coïncidences entre compteurs est sélectif au millionième de seconde près, et si les fluctuations du temps de latence sont

supérieures, on peut avoir une perte de comptage diminuant le rendement du système.

Ces fluctuations existent et dépendent probablement de la position de formation des ions primaires dans l'espace du tube et de la vitesse de production de la cascade; nous examinerons en détail le moyen de les évaluer à l'aide du déphaseur; nous pouvons déjà dire que celles-ci sont de l'ordre de 10^{-7} sec. pour les compteurs Cosyns et, par suite d'un phénomène secondaire retardateur, peuvent atteindre les valeurs de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6}$ sec. introduisant dans le nombre de coïncidences obtenues à l'aide de deux compteurs une perte de 0,5 0/0 pour un pouvoir séparateur de 10^{-6} sec.

Ces tubes peuvent être utilisés dans ces conditions sans précautions spéciales.

Par contre, les vapeurs organiques introduites dans les mélanges donnent des temps de latence systématiquement plus grands, 3 à $4 \cdot 10^{-6}$ sec. et plus, mais les fluctuations

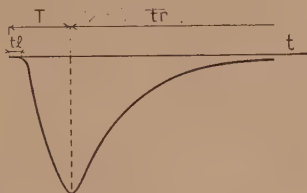


Fig. 6.

restent faibles; des tubes contenant des substances différentes peuvent avoir des temps de latence différents ainsi du reste que les tubes construits de la même façon remplis du même mélange apparent, mais non dégazés.

Pour mettre de tels éléments en coïncidence, il est donc nécessaire d'introduire dans chaque circuit un retard réglable et compensateur; la construction de cet appareil fera gagner plus de temps que d'essayer de faire des tubes absolument identiques sur ce point.

Par ailleurs, le pouvoir séparateur d'un sélecteur est limité par les fluctuations du temps de latence, il sera de ce fait difficile de dépasser le millionième de seconde.

Temps de décharge T . — C'est le temps qui s'écoule entre la formation de la première paire d'ions et la coupure de la cascade électronique.

Nous venons de voir que la pente de la courbe de décharge est nulle ou très faible au voisinage de l'origine, pendant un temps excessivement court, puis devient subitement très grande; c'est que la résistance interne du tube, primitivement infinie, s'effondre; bien que la caractéristique en court-circuit soit pratiquement linéaire, on ne peut pas dire que la résistance interne soit constante à chaque instant, car la caractéristique n'a de valeur que pour un courant moyen.

Toutefois, on constate que la variation de la résistance extérieure fait varier la pente du front raide de la décharge d'un tube Cosyns, par exemple le temps de décharge est égal à $5 \cdot 10^{-4}$ sec. pour une résistance de 10^9 ohms et passe à 10^{-4} sec. pour une résistance dix fois plus petite; comme la capacité totale du circuit est de l'ordre de 25 cm., la résistance interne moyenne est donc passée de $2 \cdot 10^7$ à $4 \cdot 10^6$ ohms.

Par conséquent, le temps de décharge dépend du circuit extérieur et du gaz; comme on ne peut pas être sûr que le temps de décharge en court-circuit soit une valeur intrinsèque, il est préférable de mesurer sa valeur dans chaque cas particulier.

A titre d'indication, un compteur contenant des vapeurs organiques et chargé par l'intermédiaire d'une résistance externe de quelques mégohms, présente un temps de décharge inférieur à 10^{-5} sec.

Temps de restitution. — Dès que le potentiel atteint la valeur pour laquelle l'avalanche n'est plus entretenue, c'est-à-dire celle du seuil de comptage, la résistance interne devient infinie; le condensateur se charge ainsi que les capacités parasites ou de couplage fixées aux bornes.

Le temps de restitution est donc proportionnel à la capacité totale et à la résistance de fuite; pour une valeur de 10^9 ohms, il est égal à quelques centièmes de seconde et comparable à celui d'un petit relais électromécanique assez ordinaire; on voit dans ce cas combien les possibilités de comptage rapide sont réduites.

Si, grâce au circuit extérieur, le temps de restitution est inférieur ou égal au temps mort, on a atteint la rapidité limite dépendant du tube; si le temps de restitution est supérieur, et c'est le cas général pour des tubes contenant des gaz rares et de l'hydrogène, le comptage est limité par le circuit extérieur dont nous allons maintenant étudier les variantes et les perfectionnements.

BIBLIOGRAPHIE

1. GEIGER et MÜLLER. — *Phys. Zeit.*, **29** (1928), 839.
 2. MAX COSYNS. — *Bulletin technique des ingénieurs de l'École Polytechnique de Bruxelles* (1936), 173.
 3. WERNER. — *Zeit. für Phys.*, **9**, 384 et **92** (1934), 705.
 4. HENNING et SHADE. — *Zeit. für Phys.*, **9** (1934), 597.
 5. TROST. — *Zeit. für Techn. Phys.*, **16** (1935), 407.
 6. DUFFENDACK, H. LIPSCHUTZ et SLAWSKY. — *Phys. Rev.*, **52** (1937), 1231.
 7. HAINES. — *Rev. of Scient. Inst.* (1936), 411.
-

CHAPITRE II

Comptage rapide des particules ionisantes.

§ 7. Adaptation des lampes électroniques à l'amplification de chocs électriques. — Les différents systèmes d'amplification, d'asservissement et de sélection sont constitués par des groupements de lampes électroniques.

Comme le compteur G. M. compte toutes les particules ionisantes capables de traverser le cylindre, sans autre discrimination, il n'est d'aucun intérêt d'amplifier fidèlement le choc initial, mais préférable, au contraire, de saturer le plus possible les lampes afin que les fluctuations soient toujours égales.

D'une façon générale, nous chercherons à obtenir de grands chocs, en vue d'exciter des circuits à très faibles constantes de temps et d'utiliser une partie de l'énergie mise en jeu à des fins particulières.

Suivant les circonstances, les chocs à amplifier seront : soit positifs, soit négatifs, généralement supérieurs à 5 volts ; nous utiliserons des lampes à faibles reculs de grille et en particulier les pentodes H. F. à pentes fixes, qui ont l'avantage de débiter très peu.

Pour éviter les inductions parasites, soit électrostatiques, soit produites par les circuits d'alimentation, les lampes ne seront pas très sensibles au repos ; cette nécessité n'est pas en contradiction avec le fait que nous devons avoir de grandes variations de tension plaque.

Pour amplifier un choc négatif, la grille de la lampe sera généralement mise à la masse par l'intermédiaire de la résis-

tance de fuite sans aucune polarisation par rapport à la cathode que celle produite par le courant grille, la tension plaque très faible au début passera par la valeur maximum en régime variable, correspondant au courant nul; nous aurons un choc positif d'amplitude égale à 250 volts (tension plaque).

Inversement pour amplifier un choc positif de quelques volts, le potentiel de grille sera reculé jusqu'à la valeur pour laquelle le courant plaque est nul, au moyen d'un potentiomètre; souvent même nous polariserons davantage en présence d'un choc de 15 à 20 volts, avec la certitude de n'enregistrer uniquement que celui-là et d'éliminer les parasites et les réactions; nous aurons un choc négatif d'amplitude égale à 250 volts.

Pour désigner toute lampe destinée à amplifier un *choc négatif*, nous emploierons le terme de *lampe ouverte*; inversement toute lampe destinée à amplifier un *choc positif* sera dite *lampe fermée ou bloquée*; une lampe ouverte ne peut amplifier un choc positif et réciproquement.

Considérons le premier cas, en vue d'adapter au mieux la lampe pour remplir ces fonctions; traçons les caractéristiques d'une pentode courante (6.C.6 ou E.F.6).

On sait que pour une résistance de plaque donnée, R_p , on doit satisfaire aux deux équations :

$$I_p = f(v_p) \quad \text{et} \quad \frac{E - v_p}{R_p} = I_p$$

i_p et v_p étant respectivement le courant et la tension plaque.

Conditions remplies par les coordonnées du point de rencontre P de la caractéristique avec la droite de coefficient $\frac{1}{R}$ et d'origine E pour un potentiel grille constant (fig. 7).

On sait également, si ρ est la résistance interne de la lampe et K son coefficient d'amplification, que la pente de la caractéristique statique de plaque dans la partie considérée

comme linéaire est $S = \frac{K}{\rho}$ mais devient $S = \frac{K}{\rho + R}$ (R étant la résistance de plaque) pour la caractéristique dynamique.

Ceci rappelé, considérons la droite A_1E , correspondant à une résistance de 600 000 ohms et la droite A_2E , correspondant à une résistance de 100 000 ohms pour une tension de 300 volts E.

La partie de courbe presque verticale où sont les points d'intersection P_1 et P_2 correspond à une résistance interne $\rho = \frac{\partial v_p}{\partial i}$ très faible, d'où faible amplification ; ceci se traduit

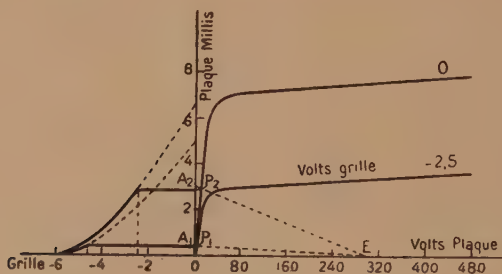


Fig. 7.

sur les deux caractéristiques dynamiques de plaque par un débit constant, au début d'une déviation négative de grille, la variation de courant ne devenant sensible qu'à partir de $-2,25$ volts pour la résistance de 100 000 ohms et à partir de $-4,3$ pour 600 000 ohms.

Ainsi le phénomène variable négatif, appliqué sur la grille de la lampe ne produira aucun effet tant que la grille n'aura pas atteint la valeur critique déterminant le début de l'amplification. Il résulte de ceci :

- 1° que le phénomène amplifié, observé dans le circuit de sortie, va se déclencher avec un certain retard par rapport au phénomène d'entrée ;
- 2° la lampe ne sera sensible qu'aux chocs dont l'ampli-

tude dépassera une certaine limite 4,3 volts par exemple pour 600 000 ohms de résistance plaque.

Il va de soi que ces défauts seront corrigés automatiquement si la grille est polarisée de telle sorte que le point P se trouve au coude de la caractéristique, soit pour le premier cas — 2,25 volts et pour le second — 4,3 volts de polarisation grille.

Mais si l'on désire porter la grille à la masse et éviter toute polarisation, il est préférable d'employer une résistance faible, celle qui donne en régime permanent le courant maximum admissible (par exemple 150 000 ohms pour la lampe 6.C.6).

Si la lampe est fermée on opère en sens inverse (choc positif), une résistance de plaque élevée : environ 4 mégohms, est avantageuse, car le courant devient maximum pour une très faible variation de potentiel grille, tout au début de l'ouverture.

La résistance de grille peut être également élevée, le courant grille restant nul et les faibles fluctuations introduites n'ayant pas de répercussions dans le circuit plaque ; nous emploierons dans certains cas une résistance de 20 mégohms.

Comme la lampe ne débite pas au repos, on aura, d'autre part, une plus grande amplification en portant le potentiel plaque à une valeur élevée, celle, par exemple, qui est employée pour les compteurs (1 500 volts) étant bien entendu que nous recherchons uniquement une amplification en volts.

Si la lampe débite, une résistance de grille élevée donne une polarisation par courant grille ; dans ce cas nous ne dépasserons pas la valeur de 2 mégohms.

Ces considérations concernent le fonctionnement des lampes au point de vue statique ou pour des phénomènes lents ; elles négligent pour le moment la rapidité des phénomènes à obtenir ; nous reviendrons plus loin sur ce sujet à propos du pouvoir séparateur.

Dans les schémas explicatifs de principe qui vont suivre,

les grilles écrans et grilles n° 2 des pentodes seront souvent figurées libres, c'est-à-dire sans connections, pour alléger le dessin, il est bien entendu que toute grille écran doit être portée au potentiel fixe de 100 volts, par rapport à la cathode elle-même à la masse, la grille n° 2 (suppressor) doit être également reliée à la cathode ou à la masse.

On reconnaîtra les lampes fermées en régime normal par le potentiomètre de polarisation grille.

Les circuits de chauffage des lampes ne seront pas figurés ; si la tension plaque d'une lampe est inhabituelle elle sera indiquée ; mais, en général, nous ne représenterons pas les sources de tensions par des piles, pour la raison que nous ne les utilisons pas et que leur présence compliquerait le dessin.

§ 8. Le compteur autonome. — Le premier procédé d'amplification des décharges, en vue d'attaquer les circuits de sélection et de numération, consiste à coupler une des électrodes du compteur à la grille d'une lampe électronique.

Comme nous l'avons vu, les meilleurs compteurs nécessitent l'insertion d'une résistance de fuite élevée, de l'ordre de 10^9 ohms. Si la capacité de couplage est de 10 cm., en tenant compte des fils de connections et de la capacité du compteur, on peut estimer la constante de temps τ à $2 \cdot 10^{-2}$ seconde.

Quelques particules peuvent arriver au moment où la tension, abaissée à la tension de fin de décharge voisine de V_0 , n'aura pas repris la valeur initiale, dans ce cas, les fluctuations de potentiel seront plus petites et inégales.

On peut calculer le nombre de particules mal détectées par suite de l'arrivée probable de celles-ci pendant le temps de résolution t_r (pratiquement égal à 3τ) pour une distribution statique moyenne.

Si la source constante envoie N_0 particules à travers le tube pendant l'unité de temps T , le nombre de coups enre-

gistrés pendant T est donné par la formule $\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{N_0 t_r}{T}}$ (L. I. Schiff) (8).

Pour le compteur envisagé plus haut traversé en moyenne par 200 particules par minute, $\frac{N}{N_0} = 0,83$ soit 17 o/o de chocs inégaux.

On peut espérer en couplant le fil du compteur à la grille de la lampe, saturer celle-ci pour chaque choc et obtenir

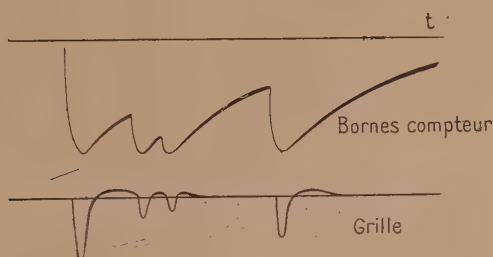


Fig. 8.

dans le circuit plaque des impulsions d'amplitudes égales ; mais l'observation à l'oscillographe montre que pendant la période de restitution, la grille est soumise à des fluctuations inégales souvent inférieures au volt correspondant aux faibles décharges primaires

Comme l'amplification d'une lampe normalement ouverte est faible au début de la variation, un certain nombre de chocs ratés n'auront aucun effet, d'où perte de comptage.

Si nous polarisons la lampe, les réglages seront trop critiques et, malgré tout, les impulsions ne seront pas égales dans le circuit plaque ; il ne sera pas étonnant de constater des variations de rendement importantes, dépendant du réglage.

Or, en supposant que le rendement d'un seul circuit soit ρ , le rendement d'un dispositif comprenant deux de ces circuits mis en coïncidence sera ρ^2 et ρ^n pour n circuits.

Pour un rendement moyen de 0,9 par compteur nous avons donc pour un dispositif à coïncidences triples un rendement de 73 o/o pouvant varier dans de grandes proportions ; pour un comptage supérieur à celui indiqué, le rendement deviendrait par exemple rapidement nul.

On voit que les mesures, dans ces conditions, sont très délicates et nécessitent un compromis judicieux de tous les facteurs ; il faut se méfier particulièrement des variations de rendement car elles peuvent donner lieu à de fausses interprétations.

Ces imperfections mettent en évidence la nécessité de diminuer le temps de restitution des compteurs et d'égaliser l'amplitude des chocs.

Nous avons vu par ailleurs que l'amplitude des chocs normaux dépendait de la tension de travail au-dessus du seuil très variable d'un tube à l'autre.

§ 9. Système Neher et Harper. — Le mécanisme d'extinction de l'arc produit dans un tube G. M. réside dans l'abaissement de la tension à une valeur au moins égale à celle du seuil ; cet abaissement a été dans ce qui précède assuré par la grande résistance de fuite.

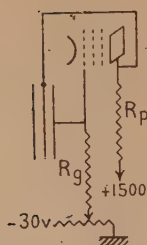


Fig. 9.

Neher et Harper (9) ont imaginé un système qui a pour effet la mise en court-circuit du compteur par une lampe dont l'espace filament plaque est en parallèle sur lui, la lampe étant commandée par le courant de décharge.

Au repos, la lampe polarisée ne débite pas, le cylindre du compteur est connecté directement à la grille et le fil à la plaque portée elle-même au potentiel élevé nécessaire au comptage (fig. 9).

L'expérience montre que dans ces conditions particulières de fonctionnement, les pentodes courantes ont un isolement suffisant.

Dès que la décharge est amorcée dans le compteur par le passage d'une particule ionisante, la résistance de grille est traversée par le courant d'ionisation, le potentiel s'élève et la lampe s'ouvre ; à ce moment le potentiel plaque et celui du fil s'abaissent à une valeur voisine de celle du seuil, ce qui a pour effet de couper la décharge, puis le système revient à l'état initial.

D'une manière plus précise, on sait que l'amplification en volts de la lampe est donnée par l'expression :

$$\frac{dV_p}{dV_g} = \frac{K R_p}{\rho + R_p}.$$

K = coefficient d'amplification ;

ρ = résistance interne.

Le courant de décharge élémentaire di_g , traverse la résistance R_g de grille et provoque une variation de tension plaque dV_p qui est la même que celle du fil.

Tout se passe comme si nous avions une résistance fictive $R_f = \frac{dV_p}{di_g} + R_g$ insérée dans le circuit du compteur.

On peut négliger R_g dans l'expression et écrire :

$$R_f = \frac{dV_p}{di_g} = \frac{dV_p}{dV_g} \cdot \frac{dV_g}{di_g} = \frac{K \cdot R_p \cdot R_g}{\rho + R_p}.$$

D'où l'intérêt pour avoir R_f élevé de prendre une résistance de grille élevée et un grand coefficient d'amplification. Comme la résistance interne de la lampe s'effondre au moment de l'ouverture, on peut écrire $R_f = K \cdot R_g$ et comme R_f doit être égal à la résistance élevée R substituée, on a $\frac{R}{R_g} = K$.

Cet artifice permet d'utiliser un circuit qui, par rapport au premier, aura une résistance K fois plus petite ; comme le compteur joue le rôle d'une capacité insérée entre grille et plaque, il introduit une contre-réaction notable qui diminue le coefficient d'amplification et K est de l'ordre de 100.

Le renvoi de charges positives sur la grille provoque une traînée ; il en résulte que la courbe de restitution plaque ne correspond pas au régime libre et que le temps de restitution est supérieur à 5.10^{-3} sec.

Quant au temps de décharge, on peut le mesurer en approchant une source radio-active près du compteur en service ; pour un balayage rapide du spot de l'oscillographe, on observe le réseau de décharges transitoires à travers les courbes de restitution qui sont vues horizontales. Ce temps dépend de la vitesse avec laquelle s'effondre la résistance

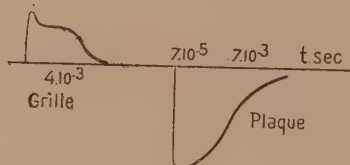


Fig. 10. — Régime du système Neher.

interne de la lampe au moment de l'ouverture, pour un compteur type Cosyns il est égal à 7.10^{-5} sec. (fig. 10).

Conformément à ce qui vient d'être dit au sujet de la résistance fictive, plus la résistance de grille est élevée, plus le recul de grille possible est grand et le réglage facile.

Je conseille l'adoption d'une résistance de plaque de 4 mégohms et une résistance de grille comprise entre 12 et 20 mégohms. Par suite du temps de restitution élevé, le comptage rapide à l'aide de ce circuit est délicat, d'autre part, une partie du courant de décharge traverse la résistance de plaque, et de ce fait toute l'énergie disponible grâce à la décharge n'est pas entièrement utilisée pour asservir le compteur.

C'est en vue de remédier à ces défauts que j'ai (10) appliqué au système Neher une réaction à l'aide d'une seconde lampe, et ce nouveau circuit prend alors la forme d'un **multivibrateur dégénéré**.

§ 10. Circuit à réaction. — Considérons le circuit suivant comprenant une première lampe système Neher, suivie d'une seconde lampe amplificatrice (fig. 11), dont la constante de temps du circuit grille est $\tau_2 = 6 \cdot 10^{-6}$ sec. (capacité de 20 cm. et résistance de 300 000 ohms); les impulsions en A, B, C, D, E ont la forme suivante (sans considération d'amplitude) (fig. 12).

Nous voyons que le choc E est positif comme le choc A mais beaucoup plus rapide, son amplitude varie entre 75 et 250 volts.

Si nous enlevons la résistance de 20 mégohms E et couplons la plaque D par une capacité de 50 cm. à la grille A de la première lampe, nous allons saturer complètement celle-ci et obtenir une réaction énergétique (fig. 13).

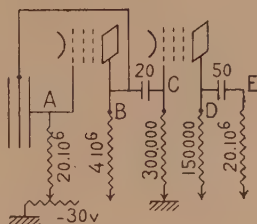


Fig. 11.

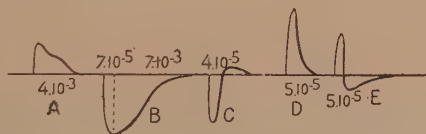


Fig. 12.

Ce phénomène de saturation positive présente une particularité intéressante, que nous retrouverons toutes les fois que nous appliquerons un fort choc positif à la grille d'une lampe fermée; en effet, dès l'apparition du courant grille, la résistance grille cathode devient très faible, d'où l'effondrement de la constante de temps. Il en résulte que la grille a tendance à regagner l'état initial dès la fin du choc d'excitation, tendance très accélérée du reste par la contre-réaction du circuit plaque.

On constate que la grille devient rapidement et fortement négative puis regagne l'état initial en régime libre.

Les oscillogrammes n° 1, n° 2, n° 3 et n° 4 montrent l'aspect général des chocs A, B, C, D du système à réaction.

Ils ont été obtenus en faisant osciller le multivibrateur ainsi constitué de telle façon que le régime de relaxation soit complètement terminé avant la succession du suivant.

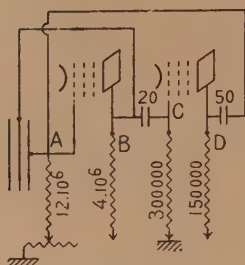
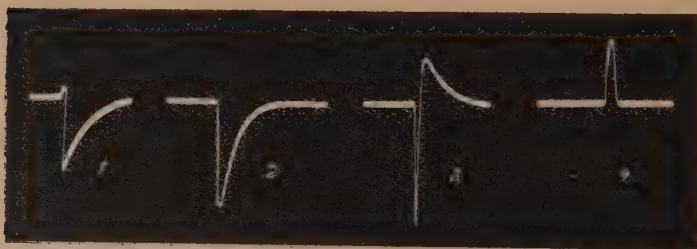


Fig. 13.
Système à réaction.

Pour conserver les conditions du fonctionnement normal, un compteur rempli d'air à la pression atmosphérique était branché sur le circuit, jouant le rôle de compteur fictif.

Ainsi, pour la première lampe, le choc A, relativement mou, n'existe plus et prend la forme indiquée ci-dessus ; pour les valeurs choisies la durée de saturation est de $3 \cdot 10^{-6}$ sec.

Le fait que la grille devienne subitement négative, et le reste pendant un temps réglable, est très avantageux, car la restitution du potentiel plaque peut se faire pendant ce



Oscillogrammes des chocs A, B, C, D du système à réaction, en régime d'oscillation lente, avec un compteur fictif.

N° 1. Choc positif de grille avec retour négatif brusque. Polarisation : 5 volts. Abscisse : 1 cm. = $4,5 \cdot 10^{-4}$ sec.

N° 2. Grand choc négatif. Amplitude : 1500 volts. 1 cm. = $4,5 \cdot 10^{-4}$

N° 3. Déformation du choc B par le couplage lâche. Amplitude : 126 volts. 1 cm. = $7,5 \cdot 10^{-4}$ sec.

N° 4. Choc positif de plaque. 1 cm. = $1,5 \cdot 10^{-4}$.

temps, en régime libre, et l'on sait que sa constante de temps est petite.

Comme le système est à réaction, et qu'il existe la capacité du compteur entre grille et plaque de la première lampe, il peut arriver que la courbe de restitution négative de grille soit forcée par le régime plaque et passe au-dessus de l'axe des abscisses, ceci selon les valeurs des résistances adoptées.

La figure 14 montre ce qui se passe si l'on fait varier la constante de temps τ_2 par le simple jeu de la résistance de

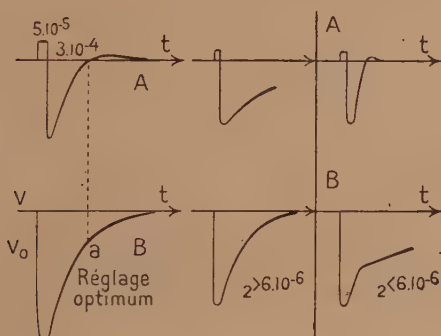


Fig. 14.

grille de la deuxième lampe tout en gardant les autres valeurs constantes.

Si τ_2 est supérieur à $6 \cdot 10^{-6}$ sec. la grille reste négative pendant un temps plus grand que le temps de restitution du circuit plaque; si τ_2 est inférieur à cette valeur la grille prend un potentiel supérieur à celui de l'origine et le régime plaque est forcé, la réaction n'est plus suffisante, on retombe sur le trainage final du système Neher dû à la contre-réaction.

On voit que le réglage optimum est celui pour lequel la

grille est négative pendant un temps égal à celui de la restitution plaque en régime libre.

Ce système présente sur tous les autres cette particularité de couper complètement la tension du compteur, il en résulte un choc négatif à front extrêmement raide et d'amplitude considérable : environ 1500 volts ; il a, en outre, les avantages du multivibrateur : c'est-à-dire qu'il donne un choc de caractère constant dès qu'il est excité et ne peut admettre d'autre état d'équilibre que celui du repos. Le système Neher simple admet l'état d'équilibre produit par le courant continu d'une décharge couronne, le multivibrateur, lui, dans ces conditions, entre en oscillation et coupe alternativement le phénomène qui pourra ne pas se produire à nouveau, pour peu qu'il soit instable.

On voit que le compteur joue le rôle d'excitateur tout au début de la décharge, mais devient ensuite passif ; tout le mécanisme de relaxation n'est régi pratiquement que par les constantes de temps des circuits et des tubes.

Le temps de décharge total est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$ sec., quant au temps de restitution, il est déterminé par la constante de temps du circuit plaque, dont la résistance est de 4 mégohms (entrent en jeu les capacités de liaisons et celles des fils) il est de $3 \text{ à } 5 \cdot 10^{-4}$ sec.

On peut sans difficulté l'abaisser à 10^{-4} sec. par un léger remaniement du circuit ($R_p = 2$ mégohms ; $C = 50$ cm.). Tel qu'il est, ce circuit est adapté à l'étude des rayons cosmiques, où la vitesse possible de comptage n'a pas besoin d'être très élevée.

J'ai eu surtout en vue le fonctionnement correct du système avec une liaison blindée entre le compteur et lui.

Cette liaison est constituée de deux connexions reliées d'une part au fil du tube G. M. et à la plaque de la lampe portée à la haute tension ; d'autre part, au cylindre du tube et à la grille de cette même lampe.

Ces connexions ont une longueur de 3 m. et sont compo-

sées d'un fil souple central sur lequel sont enfilées des perles de stéatite, le tout introduit dans un tube métallique flexible de 7 mm. de diamètre, mis à la masse et formant blindage électrostatique. La capacité par mètre est de 60 cm. et le temps de restitution voisine alors $3 \cdot 10^{-3}$ sec. Avec des connexions plus étudiées on peut éloigner le tube d'une distance de 12 m. et enfin par fils nus aériens atteindre 30 m.

Si le cylindre est débranché de la grille de la première lampe et mis à la masse, toutes choses égales d'ailleurs, le relaxateur continue à fonctionner normalement, excité simplement par la variation de potentiel se présentant sur la résistance de plaque; ceci dure un temps variable, suivant les compteurs, depuis une minute jusqu'à une demi-heure, puis subitement le fonctionnement cesse; on constate alors que le courant traversant le compteur est continu, il y a décharge couronne; si le relaxateur est excité artificiellement, la décharge est coupée et le comptage redevient normal pendant un certain temps.

Cette intéressante expérience montre que la deuxième lampe joue dans ce circuit le rôle principal et utilise pleinement la variation de potentiel qui était inutilisée dans le système Neher normal pour la coupure de la décharge.

Si, pour une raison quelconque: avalanche incomplète par exemple, la variation de potentiel n'est pas suffisante, le relaxateur reste inerte et la décharge n'est pas coupée; tout se passe alors comme si le compteur était branché sur une faible résistance de fuite; et pour un potentiel élevé au-dessus du seuil, le point de fonctionnement indiqué par Werner se trouve dans la région de la décharge couronne.

Par contre si le cylindre est branché normalement à la grille, le courant traversant la résistance de grille ouvre la lampe mettant en action le relaxateur.

En somme la première lampe joue le rôle de circuit de sécurité, au cas où la deuxième ne serait pas excitée la première.

On peut faire osciller le relaxateur artificiellement en le rendant très sensible : soit en dépolarisant la première lampe, soit en polarisant la deuxième. On obtient ainsi, sur l'écran d'un oscillographe cathodique, une image fixe des diverses formes d'impulsions, ce qui facilite considérablement l'étude des phénomènes rapides ; j'ai, par ce procédé, photographié toutes les formes de chocs pour des vitesses du spot pouvant atteindre 20 km. par seconde.

Comme le fonctionnement du relaxateur dépend très peu de la cause excitatrice, il est une bonne base pour un appareil sélecteur de coïncidences ; sans changer les caractéristiques de l'appareil on peut exciter les relaxateurs par des circuits intermédiaires, par exemple retardateurs placés entre les compteurs et le circuit.

On peut également exciter un relaxateur par un autre relaxateur, etc. ; nous verrons plus loin ces combinaisons multiples et leur intérêt.

Au point de vue de la rapidité de comptage, on peut objecter que pendant une grande partie de la période de restitution la tension reste au-dessous du seuil de comptage ; ce qui exclut toute possibilité de nouvelle décharge : en effet, il ne peut exister de demi-mesure, ou bien nous avons un choc complet, ou bien nous n'avons rien ; du reste le temps de restitution est voisin du temps mort du compteur ; donc, de toute façon, pendant près de 10^{-3} sec. tout comptage est impossible ; par ailleurs il n'est pas mauvais que le balayage des ions positifs se fasse pour une tension moyenne au-dessous du seuil, car cela évite toute possibilité de nouvelle décharge pendant ce phénomène.

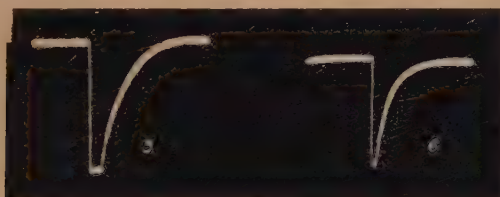
L'expérience montre, du reste, que le système est moins favorable à la production de décharges parasites que le système Neher, ainsi quelques mauvais compteurs qui donnaient une décharge continue branchés sur ce dernier système fonctionnaient en compteur avec le relaxateur, imparfaitement il est vrai.

Il est clair que la résistance fictive équivalente au système est supérieure à celle du système Neher puisque $R = \frac{dV_p}{di_c}$ et que, toutes choses égales, dV_p est plus grand.

La fréquence de comptage maximum est limitée par le temps de résolution du système, soit environ 3 000 chocs par seconde.

Le plus souvent, le compteur employé possède un temps mort supérieur au temps de résolution. Un compteur Philips soumis au rayonnement d'une source donne, par exemple, un régime de saturation de l'ordre de 30 000 chocs par minute, correspondant au temps mort de $2 \cdot 10^{-3}$ sec.

Pour un compteur donné, le fait d'abaisser la pression du gaz augmente la fréquence du régime de saturation qui tend vers le régime libre du relaxateur.



Grands chocs négatifs obtenus avec le système à réaction, muni d'un compteur fictif, en relaxation lente.

N° 5. Choc saturé, connexion courte. 1 cm. = $1,5 \cdot 10^{-4}$ sec.

N° 6. Choc non saturé, fils blindés. 1 cm. = $1,5 \cdot 10^{-3}$ sec.

Même amplitude pour les deux chocs.

Au point de vue pratique, nous pensons que toutes les mesures du domaine de la radio-activité doivent être établies de manière à ce que le comptage ne dépasse pas le dixième du régime maximum, soit de 3 000 à 10 000 chocs par minute suivant les tubes.

Les deux oscillogrammes 5 et 6 montrent deux aspects du grand choc négatif que l'on obtient à la plaque de la première lampe.

Le palier en fin de décharge est surtout visible si la connexion du compteur au circuit est courte, car il y a peu de pertes d'énergie par la masse et forte saturation ; ce temps pendant lequel la tension est nulle est de l'ordre de 10^{-6} sec. Le palier devient imperceptible avec de longues connections blindées.

L'expérience montre que pour les valeurs indiquées la polarisation de la première lampe est seule nécessaire, et peut varier entre de larges limites (20 volts).

Comme les variations du champ électrique autour du circuit sont très grandes, il est nécessaire de placer des écrans électrostatiques pour éviter d'induire d'autres circuits, de simples plaques de tôle suffisent.

On peut asservir par le même circuit deux compteurs branchés en parallèle, c'est-à-dire : reliés fil à fil et cylindre à cylindre, ce qui double la surface efficace ; de nombreuses mesures ont été effectuées dans ces conditions.

En résumé, les propriétés du circuit sont les suivantes : court-circuit complet du compteur au passage de la particule, chocs négatifs égaux et de grande amplitude, comptage plus rapide que le circuit Neher (si le temps mort du tube est petit). Amélioration générale du fonctionnement de l'ensemble.

§ 11. **Système Guetting.** — Guetting (11) a publié le schéma d'un multivibrateur destiné à remplacer le système Neher, en vue d'un comptage plus rapide. Le fil du compteur est connecté à la grille d'une première lampe, débitant en régime normal ; ce montage est rendu possible en plaçant le + HT à la masse, le — HT étant branché sur le cylindre (fig. 15).

Faisant suite à cette lampe, une seconde lampe fermée amplifie le choc positif que donne la première et renvoie sur celle-ci un choc négatif de même sens que celui d'excitation provoqué par la décharge du tube.

Si la capacité de couplage est assez élevée, ce choc a une amplitude égale à la variation de tension maximum du circuit plaque.

Le potentiel du fil s'abaisse alors d'une valeur constante, environ 300 volts, et comme le dit l'auteur : « Ce circuit possède la propriété nouvelle que la longueur de l'impulsion est limitée par le tube à vide et non par le compteur ».

Si la résistance de grille de la première lampe est faible, par contre les capacités de couplage sont élevées, et tout compte fait, la constante de temps du circuit n'est pas inférieure à 10^{-4} sec.

L'expérience montre que ce circuit est difficile à régler et présente les défauts du système Neher à réaction, signalés lorsque le cylindre du tube G. M. est mis à la masse, c'est-à-dire un comptage normal pendant un certain temps, puis cessation brusque et décharge couronne.

Ceci provient de l'insuffisance de résistance fictive proportionnelle à la résistance de grille servant en même temps de fuite pour les charges du compteur.

Il y aurait intérêt à l'augmenter, mais, comme il a été dit, on ne peut dépasser 2 mégohms pour une lampe ouverte sans risquer d'amplifier des parasites et de faire osciller le relaxateur.

Par ailleurs, les impulsions sont plus petites ; on peut évidemment porter la plaque de la lampe fermée à un potentiel plus élevé, mais on n'a pas la possibilité d'utiliser la source de haute tension nécessaire aux compteurs, puisque le pôle positif est à la masse.

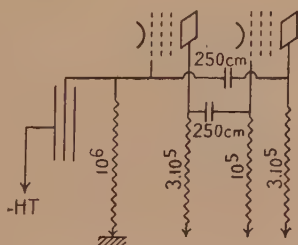


Fig. 15. — Système Guetting.

§ 12. **Système Neher-Pickering** (12). — Ces auteurs ont proposé un circuit dérivé du premier circuit proposé par Neher et Harper (fig. 16).

Il se compose d'une seule lampe ouverte en régime normal, alimentée par la haute tension nécessaire au comptage.

Comme la lampe n'est pas polarisée, la cathode est à un potentiel voisin de celui de la plaque et le fil est à la tension normale de comptage.

La décharge du compteur envoie des charges négatives sur la grille, la lampe se ferme et dès lors le potentiel de la cathode et celui du fil s'abaisse, ce qui a pour effet de couper la décharge.

Ce circuit a pour seul avantage la mise à la masse du cylindre du compteur, mais il n'a ni une résistance fictive supérieure à celle du système Neher et Harper ni les avantages du multivibrateur.

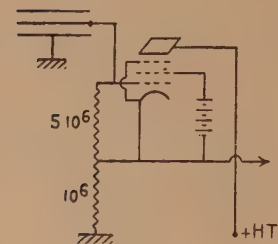


Fig. 16.
Système Neher-Pickering.

D'autre part, le chauffage de la lampe doit être séparé, ce qui rend le système inutilisable pour un sélecteur de coïncidence comprenant quatre circuits semblables.

Le débit continu de la lampe, de l'ordre de 2 milliampères sur la haute tension, nécessite pour quatre lampes une source de tension assez volumineuse et des cellules de filtrage importantes.

§ 13. **Modification T. H. Johnson** (13). — Pour éviter le débit continu sur la source de haute tension, Johnson propose de porter le cylindre du compteur au — HT et de n'utiliser qu'une partie de la tension appliquée à la lampe pour obtenir la baisse de potentiel coupant la décharge ; le circuit prend l'aspect suivant (fig. 17).

Le bas voltage du circuit contrôle le compteur aussi effectivement que si le voltage était appliqué en entier sur la résistance R_p , comme dans le circuit précédent.

Naturellement, les fluctuations sont petites et il faut que la tension plaque soit supérieure au palier du tube G. M. pour que la tension tombe à V_0 .

Ce circuit peut être intéressant pour le cas où l'on aurait absolument besoin d'avoir le cylindre à la masse.

Il pourrait être également intéressant d'y appliquer une réaction.

Sa résistance fictive est la même que celle du circuit précédent.

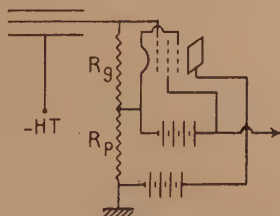


Fig. 17. — T. H. Jonhson.

CHAPITRE III

Sélection.

§ 14. Coïncidences, système de sélection. — Nous avons adopté un dispositif de détection, composé d'un compteur relié par deux fils blindés au circuit d'asservissement (Neher à réaction).

Ce circuit nous donne un choc à front raide, de 1 500 volts d'amplitude, pour toute particule ionisante traversant le compteur, quelles que soient sa direction et sa nature.

Nous pourrions, dès à présent, envisager la mise en action par ces chocs d'un relais mécanique, muni d'un système de numération permettant le dénombrement effectif des particules, mais l'appareil ainsi constitué serait très incomplet. Il faut pouvoir sélectionner les particules et ceci ne peut être assuré que par l'emploi de plusieurs compteurs.

Si, en effet, à l'aide d'un procédé spécial, on peut arriver à enregistrer les chocs simultanés produits par le passage d'une seule particule à travers les compteurs formant un dispositif de collimation, tout en étouffant complètement les chocs distribués au hasard, on aura là le moyen d'étudier le rayonnement traversant l'angle solide défini par les tubes.

En 1929, Bothe et Kolhörster (14), enregistrant sur une bande de papier toutes les décharges simultanées produites par deux compteurs placés l'un au-dessus de l'autre, distinguèrent les premiers des coïncidences ; mais la mise en évidence de tels phénomènes peut être faite plus efficacement, à l'aide d'un circuit électrique approprié.

La première idée qui vient à l'esprit est de soumettre un

seul circuit à la somme de toutes les impulsions distribuées au hasard de plusieurs systèmes de comptage.

Nous appellerons disposition double, triple, etc., celle qui comprend : deux, trois..., etc., systèmes de comptage identiques.

Les chocs caractérisés par une tension maximum V se superposeront au moment d'une coïncidence, la coïncidence double aura l'amplitude $2V$, la coïncidence triple l'amplitude $3V$, etc.

Supposons que nous nous limitons à une disposition triple, dès lors, si nous avons un circuit à sensibilité variable excitable seulement par une amplitude comprise entre $2,5$ et $3V$, nous pouvons sélectionner toutes les coïncidences triples.

Mais, tous ces chocs de même espèce sont caractérisés également par une variation, en fonction du temps de V , c'est-à-dire par une certaine durée pratique que nous désignerons par : *temps de résolution* τ . Il pourra arriver que, par hasard, des chocs se superposent plus ou moins parfaitement, ce qui peut se produire si les particules traversent les tubes presque simultanément, plus précisément pendant un temps inférieur à 3τ .

Supposons que ces chocs soient rectangulaires, la somme de deux chocs pendant un temps inférieur à 3τ sera au moins égale à $2V$, et cette même somme produite pendant un temps inférieur à 2τ sera $3V$.

Nous voyons que le circuit sélectif pourra être excité par une coïncidence fortuite, et qu'il sera d'autant plus sélectif que τ sera petit, c'est-à-dire que le choc sera bref. C'est le caractère général de tout système de ce genre.

Du reste, la théorie indique que le nombre de coïncidences fortuites, pour une disposition double, est $n_{12} = 2 \cdot N_1 \cdot N_2 \tau$ et pour une disposition triple :

$$n_{1,2,3} = 3 \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot N_3 \tau^2$$

($N_1 N_2 N_3 =$ comptage propre de chaque système).

Soit par exemple $N_1 = N_2 = N_3 = 400$ chocs/minute.

$$\tau = 5 \cdot 10^{-3} \text{ sec. ;}$$

on a :

$$n_{12} = 1\,600 \text{ fortuites/heure} \quad n_{123} = 53 \text{ fortuites/heure.}$$

On voit combien les fortuites peuvent masquer les mesures, surtout pour un comptage individuel élevé.

Leur élimination, sans modifier les caractéristiques du circuit, conduit à utiliser la disposition quadruple ou quin-

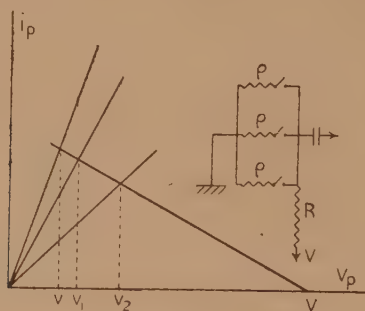


Fig. 18.

tuple, ce qui peut être fort gênant ; et c'est pourquoi tout notre effort va porter maintenant sur l'obtention d'un pouvoir séparateur élevé, par l'obtention de chocs très rapides, dont la largeur sera de l'ordre de 10^{-6} sec.

Le circuit envisagé plus haut a le désavantage de donner des amplitudes peu différentes entre les chocs simples et les coïncidences doubles et triples ; on pourrait pour une disposition double exciter les deux grilles de commande d'une lampe hexode par chaque système de comptage, le flux d'électrons n'étant établi que pour deux chocs positifs, mais nous voulons nous réserver la possibilité de passer à une disposition supérieure ou inférieure sans changer les caractéristiques du circuit de sélection.

Cette possibilité est offerte par le circuit Rossi (15) et bien qu'il soit fort connu, nous l'examinerons encore en détail avec l'objectif précis d'obtenir un grand pouvoir séparateur.

Considérons trois interrupteurs fermés en régime permanent, mais s'ouvrant pendant la durée des chocs produits par les systèmes de comptage respectifs (disposition triple) (fig. 18).

Si les trois interrupteurs sont au repos, le potentiel v aux bornes de R est donné par l'abscisse du point de rencontre de

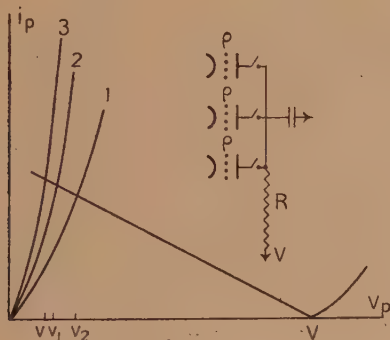


Fig. 19.

la droite de coefficient angulaire $\frac{1}{R}$ et d'origine V , avec la droite de coefficient angulaire $\frac{3}{\rho}$. Pour un interrupteur levé (choc simple) le potentiel v passe de v à v_1 , et pour deux interrupteurs levés en même temps (coïncidence double) v passe à v_2 , enfin la coïncidence triple est caractérisée par l'amplitude $(V - v)$, puisque la droite mobile devient horizontale.

Dans ce cas, le rapport de l'amplitude de la coïncidence triple à l'amplitude de la coïncidence double et simple est d'autant plus grand que R est grand et ρ petit.

Le raisonnement est le même pour une disposition supé-

rieure à trois. Si l'un des interrupteurs est ouvert en permanence, on passe à la disposition double et pour deux interrupteurs ouverts au circuit simple.

Dans son système, Rossi a remplacé les interrupteurs et les résistances ρ par des triodes ayant une résistance plaque R_p commune (fig. 19).

En régime normal, les lampes sont ouvertes au courant et excitées par les chocs négatifs provenant des systèmes de couplages. Au repos le potentiel v aux bornes de R_p est l'abscisse du point d'intersection de la droite de coefficient $\frac{1}{R}$ avec la caractéristique en court-circuit $i_{p_3} = f(v_p)$ de l'ensemble des trois lampes.

Or, si la caractéristique d'une seule lampe est $i_p = f(v_p)$, celle de deux lampes en parallèles admet pour une même valeur de V_p un courant $2i$ et celle de trois lampes admet $3i$ (caractéristiques 1, 2 et 3).

Si l'une des lampes reçoit un choc négatif et se ferme complètement au courant, on passe de la caractéristique 3 à la caractéristique 2, amplitude du choc simple $(v_1 - v)$ positive, si deux lampes se ferment en même temps, on passe de la caractéristique 3 à la caractéristique 1 amplitude $(V_2 - v)$, enfin si les trois lampes se ferment en même temps, on passe de la caractéristique 3 à celle $V_g = -x$, correspondant au courant plaque nul, amplitude $(V - v)$. Ici encore il faut que R/ρ soit élevé (fig. 19).

Si nous considérons maintenant le même circuit composé de pentodes le raisonnement est le même et nous voyons que $(v_1 - v)$ et $(v_2 - v)$ sont plus petits, ceci étant dû à la faible résistance interne de la lampe pour $V_g = 0$ (fig. 20).

On change la disposition du circuit en débranchant ou ajoutant le nombre de plaques nécessaires à l'aide de commutateurs.

On voit sur le graphique que la pentode est pour cet emploi nettement avantageuse et permet d'abaisser la valeur

de la résistance R_p ; ce qui ramène le point de fonctionnement au départ, plus près du coude de la caractéristique. Mais ceci n'est pas tout, en effet pour les phénomènes très rapides, la constante de temps du circuit plaque peut jouer un très grand rôle; en comptant par exemple que la capacité d'une plaque, d'un commutateur et des fils soit égale à 20 cm. par rapport à la masse, on aurait pour une résistance de plaque de 4 mégohms une constante de temps de 8.10^{-5} sec.

Si nous appliquons sur la grille d'une telle lampe un choc

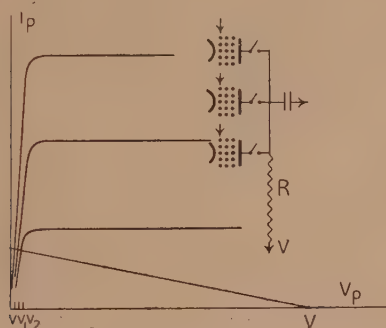


Fig. 20.

de 10^{-6} sec., le courant plaque inerte n'aura pas le temps de se recharger, d'où très faible amplification, ainsi, pour une résistance de 150 000 ohms, la constante de temps est encore égale à 3.10^{-6} sec. ce qui peut diminuer l'amplification de la lampe de 50 0/0.

Il faut remarquer également que pour le circuit Rossi, la constante de temps du circuit plaque, commune aux lampes, augmente en passant d'un circuit simple à la disposition 2, 3, etc. Elle devient 6.10^{-6} sec. pour trois compteurs.

La conséquence directe de ce fait est que la coïncidence quadruple pour une disposition quadruple, est d'amplitude

beaucoup plus petite que la coïncidence double pour une disposition double.

Pour y remédier je propose la modification suivante (fig. 21), où la variation automatique de la résistance R_p pour un changement du dispositif assure une constante de temps du circuit décroissante.

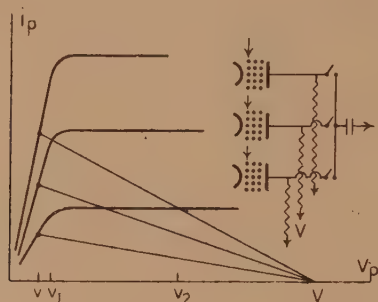


Fig. 21.

Le graphique correspondant montre que la variation de R_p conserve, au point de départ de fonctionnement du système au repos, la même position par rapport au coude de la caractéristique quel que soit le dispositif. L'effet est le même que si la polarisation des lampes variait automatiquement et augmentait en fonction du nombre de lampes mises en service. La conséquence de ce dernier montage est que la coïncidence quadruple, pour un dispositif quadruple, a une amplitude légèrement plus grande que la coïncidence double pour un dispositif double.

Cette modification m'a donné entière satisfaction pour les phénomènes très rapides.

BIBLIOGRAPHIE

8. L. I. SCHIFF. — *Phys. Rev.*, **50** (1936), 88.
 9. NEHER et HARPER. — *Phys. Rev.*, **49** (1936), 94.
 10. R. MAZE. — *Journ. de Phys. et Rad.*, **9** (1938), 162.
 11. I. A. GUETTING. — *Phys. Rev.*, **55** (1938), 103.
 12. H. V. NEHER et W. H. PICKERING. — *Phys. Rev.*, **53** (1938), 316.
 13. T. H. JOHNSON. — *Rev. of Scient. Inst.*, **9** (1938), 218.
 14. BOTHE et KOLHÖRSTER. — *Zeit. für Phys.*, **56** (1928), 75.
 15. ROSSI. — *Nature*, **125** (1930), 636.
-

CHAPITRE IV

Déformations des chocs, production de chocs négatifs rapides.

§ 15. Le couplage lâche. — En partant d'un choc primaire, caractérisé par une décharge à front raide et un régime de restitution purement exponentiel, produit, soit par un comp-
teur autonome, soit par un système d'asservissement, on peut obtenir un choc déformé aux bornes d'une résistance de grille, par un couplage lâche.

Si la constante de temps d'un tel circuit est assez faible, le choc secondaire est plus rapide et présente une onde inverse, si le choc primaire est du type saturé, la déformation est plus complexe.

D'autre part, la diminution de la résistance de grille a bien pour effet de diminuer la durée du choc, mais cette durée tend vers une limite, pour une amplitude encore notable.

Ces faits peuvent être expliqués par le calcul :

Considérons un phénomène négatif $V_p = f(t)$ imposé au circuit grille de résistance R_g par la capacité C_g , soit C'_g la capacité parasite (fig. 22). Nous admettons que l'on peut négliger le courant grille qui existe au repos si le potentiel grille est nul, la résistance grille masse étant toujours plus élevée que R_g .

Le problème que nous voulons résoudre se pose alors de

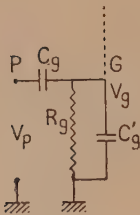


Fig. 22.

la manière suivante : étant donné la borne P de la capacité C_g soumise au régime observé $V_p = f(t)$ quel est le régime $V_g = g(t)$ au point G ?

A l'instant t , la charge de la capacité C_g est $C_g(V_p - V_g)$ et le courant transitoire :

$$C_g \left(\frac{dV_p}{dt} - \frac{dV_g}{dt} \right);$$

ce même courant est égal à :

$$\frac{V_g}{R_g} + C'_g \frac{dV_g}{dt};$$

on obtient l'équation différentielle du premier ordre :

$$V_g + R_g(C_g + C'_g) \frac{dV_g}{dt} = R_g C_g \frac{dV_p}{dt}$$

et en posant :

$$\begin{cases} R_g C_g = \tau_2 \\ R_g(C_g + C'_g) = \tau_2 \end{cases}$$

constantes de temps du circuit secondaire.

$$(1) \quad V_g + \tau_2 \frac{dV_g}{dt} = \tau_2' \frac{dV_p}{dt}.$$

Si C_g est grand, on a :

$$\frac{dV_g}{dt} = \frac{dV_p}{dt},$$

c'est-à-dire que les variations primaires sont transmises fidèlement, on se rapproche de ce cas si la constante de temps τ_2 est assez grande par rapport à la durée des phénomènes.

D'une façon générale, le choc déformé en G va résulter de la soustraction au régime libre du régime forcé.

Pour intégrer l'équation (1), il faut exprimer la fonction $V_p = f(t)$.

Prenons le cas d'un compteur autonome couplé (fig. 23). Si la résistance élevée est de l'ordre de 10^9 ohms et la résistance de grille R_g de l'ordre de 10^6 ohms l'expérience

montre que la constante de temps du circuit du compteur en régime libre est :

$$\tau_1 = R(C_g + C), \text{ soit environ } 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ sec.}$$

En supposant que, dès le passage de la particule ionisante, la résistance interne ρ du compteur prenne une faible valeur

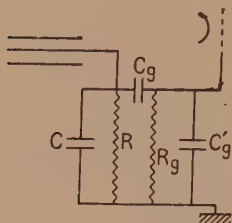


Fig. 23.

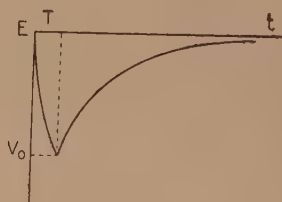


Fig. 24.

moyenne par rapport à R , la décharge peut être caractérisée par l'équation approximative :

$$(2) \quad V_p = E \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) \quad 0 < t < T$$

où τ_1 est la constante de temps moyenne pendant la décharge, soit $\frac{\rho R_p}{\rho + R_p} (C_g + C)$. En fin de décharge l'amplitude atteinte est :

$$V_0 = E \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_1}} \right);$$

à ce moment, la résistance interne du tube devient infinie et le potentiel du fil se restitue en régime libre :

$$(2 \text{ bis}) \quad V_p = E \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_1}} \right) e^{-\frac{(t-T)}{\tau_1}} \quad t > T$$

La courbe théorique définie par les équations 2 et 2 bis a l'allure suivante (fig. 24).

Le phénomène de décharge est toujours plus rapide que celui de restitution $\tau_1 > \tau'_1$. On peut écrire :

$$T = \tau'_1 \log \frac{E}{E - V_0}$$

ce qui exprime que le temps de décharge dépend des capacités parasites de R et de ρ dont la variation est une caractéristique du compteur.

Prenons maintenant le cas d'une lampe, comme celle du circuit Neher à réaction, soumise au choc positif brusque. Puisque la résistance interne de cette lampe devient très petite au moment du choc, nous caractérisons la décharge du circuit plaque par l'équation (2), τ'_1 étant de l'ordre de 10^{-6} sec.

Quant au régime de restitution libre, nous l'exprimons par l'équation (2 bis) où τ_1 est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ sec.

Dans ces conditions l'équation (1) nous donne deux intégrales :

$$(3) \quad V_g = \frac{E\tau'_1}{\tau_1 - \tau'_1} \left[\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau'_1}} \right) - \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) \right] \quad 0 < t < T$$

$$(3 \text{ bis}) \quad V_g = \frac{E\tau'_1}{\tau_1 - \tau'_1} \left[\left(1 - e^{-\frac{T}{\tau'_1}} \right) \cdot e^{-\frac{(t-T)}{\tau_1}} - \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_1}} \right) \cdot e^{-\frac{(t-T)}{\tau'_1}} \right] \quad t > T$$

Nous considérons le cas où $\tau_1 > \tau'_1 \gg \tau_2$.

La courbe représentative de l'équation (3) résulte de la différence des ordonnées de deux décharges exponentielles, partant de la même origine, mais dont l'une (régime libre du circuit grille) décroît plus vite que l'autre.

La courbe (3 bis) résulte de la différence des ordonnées de deux exponentielles de restitution partant des potentiels respectifs de fin de décharge.

Le processus de la déformation se voit sur les figures 25 et 26 pour les deux cas possibles suivants :

1) τ_2 légèrement inférieure à τ'_1 :

Le régime libre n'est pas encore terminé au bout du temps T ; la largeur du choc est supérieure à T (fig. 25).

2) τ_2 très petit :

Le régime libre est terminé très rapidement, le choc négatif résultant prend la forme rectangulaire de largeur T (fig. 26).

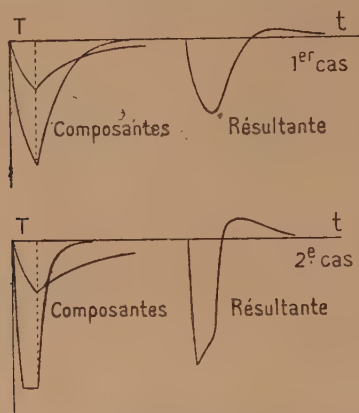


Fig. 25 et 26.

Diagrammes explicatifs des oscillogrammes 8 et 9.

Nous en tirons les renseignements importants suivants :

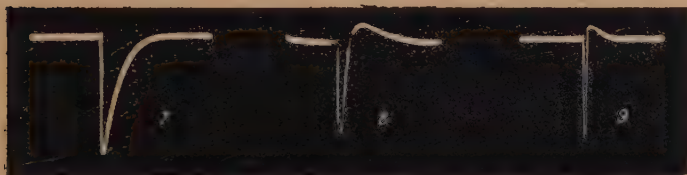
a) L'amplitude de la déformée peut s'écrire :

$$V_{g \max} = E \frac{\tau'_2}{\tau_1}.$$

On a pour le système Neher à réaction : $E = 1500$ volts ;
 $\tau'_1 = 10^{-5}$ sec. ; on peut donc abaisser la résistance R_g tel que
 $\tau'_2 = 10^{-7}$ sec.

b) La pente à l'origine de la déformée est $\frac{E \cdot \tau'_2}{\tau_1 \cdot \tau_2}$; c'est le produit de la pente du régime préliminaire par le rapport $\frac{C_g}{C_g + C'_g}$, si C'_g est faible les deux pentes sont les mêmes ; nous reviendrons sur ce sujet à propos des retards.

c) Si τ_2 est petit le choc résultant prend la forme rectangulaire de largeur T ; par conséquent ce couplage est incapable de nous fournir un choc de durée inférieure en temps de décharge du choc préliminaire et, bien que T soit exceptionnellement petit pour un système à réaction, environ



Déformation du choc négatif par le couplage lâche.

N° 7. Choc négatif primaire. Amplitude : 1500 volts.
 $T = 2.10^{-5}$ sec.

N° 8. Déformation : $\tau_2 = 10^{-5}$ sec. Amplitude : 500 volts.

N° 9. Déformation : $\tau_2 = 10^{-6}$ sec. Amplitude : 60 volts, la largeur du choc négatif est égale à T.

Abcisse : 1 cm. $= 6.10^{-4}$ sec.

2.10^{-5} sec., un temps de résolution de cet ordre déterminant un pouvoir séparateur est encore insuffisant pour nos exigences.

R_g	τ_2	$(\tau_1 \pm 15 \text{ o/o})$
500 000.	10^{-5}	10^{-4}
50 000.	10^{-6}	3.10^{-5}
25 000.	5.10^{-7}	3.10^{-6}
5 000.	10^{-7}	$2,7.10^{-6}$

Le tableau ci-contre donne les valeurs du temps de résolution τ_1 d'un système de sélection, mesuré à l'aide des coïncidences fortuites pour diverses valeurs de R_g avec $C_g = 20$ cm. ; le circuit d'excitation étant un système à réaction.

On voit que la limite est déjà atteinte pour $\tau_2 = 10^{-6}$ sec.

L'étude à l'oscillographe cathodique des déformations vérifie bien ces déductions. N° 8 et n° 9.

§ 16. Déformation d'un choc saturé. — Nous avons vu que les chocs résultants s'obtiennent généralement par soustraction de deux courbes exponentielles différentes.

L'étude de la décharge est suffisante, car le régime de restitution en découle directement; chaque terme variable atteint l'amplitude maximum au bout du temps T et se restitue avec le même décrement à partir de ce temps.

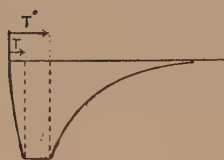


Fig. 27.
Choc saturé.

Un choc fréquent en pratique est celui qui présente un palier en fin de décharge, ceci étant dû soit à la saturation d'une lampe, soit à la fin

d'un régime libre rapide avant le temps de décharge du choc préliminaire (fig. 27).

Ce choc est déterminé par trois équations :

$$a) \quad v = E \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) \quad \text{décharge } 0 < t < T.$$

$$b) \quad v = E \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_1}} \right) \quad \text{palier } T < t < T';$$

posons :

$$\left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_1}} \right) = K.$$

$$c) \quad v = E \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_1}} \right) e^{-\frac{(t-T')}{\tau_1}} = E K e^{-\frac{(t-T')}{\tau_1}} \quad t > T';$$

après un couplage lâche, on a pour intégrale donnant la nouvelle courbe de décharge :

$$V_1 = A \left(\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) - \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) \right)$$

$1/\tau_1'$ étant le décrétement du régime libre du circuit plaque ;
 $1/\tau_2$ le décrétement de régime libre du circuit grille. Le palier
 est atteint au bout du temps $t = T$; l'amplitude finale de
 la déformée est :

$$P = A \left(\left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_2}} \right) - K \right) ;$$

pendant la durée du palier, on a :

$$V_1 = A \left(\left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_2}} \right) - \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_1}} \right) \right) e^{-\frac{T-t}{\tau_2}} \quad T < t < T' ;$$

d'où :

$$V_1 = A \cdot P e^{-\frac{T-t}{\tau_2}}$$

l'amplitude finale pour $t = T'$ est :

$$Q = A \cdot P e^{-\frac{(T' - T)}{\tau_2}}$$

c'est la courbe de restitution de la différence de potentiel P
 (A en facteur) pendant le temps $(T' - T)$; cette courbe ten-
 dant vers le palier du régime
 forcé. Après le palier on a :

$$V_1 = A \left[(Q + K) e^{-\frac{t - T'}{\tau_2}} - K e^{-\frac{t - T'}{\tau_1}} \right]$$

la résultante est la soustraction
 de deux exponentielles partant
 des amplitudes respectives au
 temps T' (fig. 28).

Les figures n° 29 et n° 30 montrent le mécanisme de la
 déformation.

On voit que pour certaines valeurs de τ_2 le phénomène de
 restitution peut se faire en deux temps, l'oscillogramme n° 11

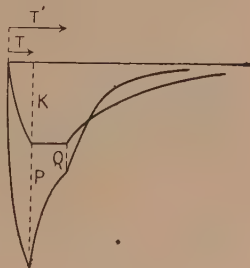


Fig. 28.

enregistré en prenant une constante de temps $\tau_2 = 3 \cdot 10^{-5}$ sec., soit légèrement inférieure à la constante de temps $\tau_1 = 10^{-4}$ sec., montre qu'il y a bien restitution du régime libre pendant la durée du palier puis restitution forcée.

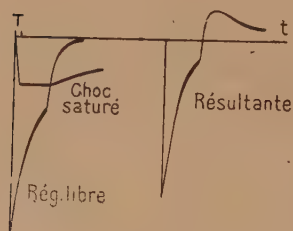


Fig. 29
(Oscillogramme n° 11)

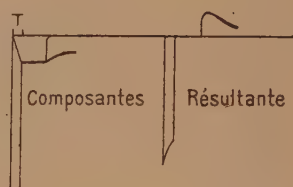
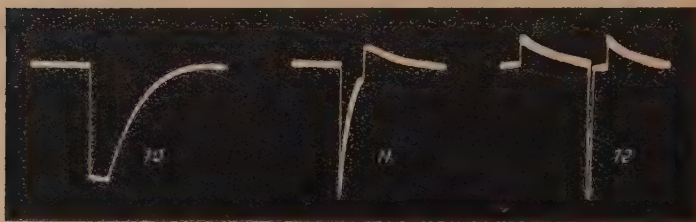


Fig. 30
(Oscillogramme n° 12)

Pour une constante de temps τ_2 plus petite, $1,5 \cdot 10^{-6}$ sec., la courbe de restitution pour la même fréquence de balayage est très raide dans la partie libre. Oscillogramme n° 12.



Déformation du choc saturé par le couplage lâche.

N° 10. Le choc primaire saturé.

N° 11. Première déformation : $\tau_2 = 2 \cdot 10^{-5}$ sec.

N° 12. Deuxième déformation : $\tau_2 = 1,5 \cdot 10^{-6}$ sec.

Abscisse : 1 cm. $= 4,5 \cdot 10^{-4}$ sec.

En somme, l'existence du palier du régime imposé complique les courbes résultantes, mais n'a pas de conséquences fâcheuses, quant à l'obtention de chocs brefs, comme tou-

jours la limite atteinte est la durée du temps de décharge du choc imposé.

§ 17. **Déformations successives.** — On peut obtenir un choc bref au moyen de déformations successives. Soit en effet le choc préliminaire dont le temps de décharge est T_1 excitant une grille par un couplage lâche ; puis le choc du circuit plaque excitant une deuxième grille ; et enfin le choc de sortie excitant une troisième grille ; les constantes de temps

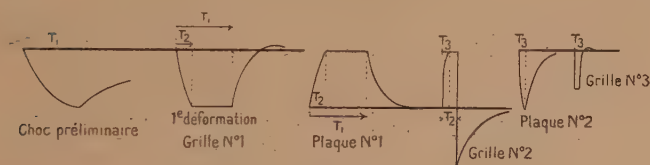


Fig. 31.

étant choisies suffisamment petites pour avoir après chaque déformation un temps limite.

La figure 31 montre les formes approximatives de ces chocs successifs.

Le circuit plaque n° 1 donne un choc de durée T_1 correspondant au temps de décharge du choc préliminaire ; on voit apparaître le temps de décharge T_2 du circuit grille en régime libre.

Le circuit plaque n° 2 donne un choc de durée T_2 ; on voit apparaître le temps de décharge T_3 déterminé soit par le circuit grille, soit par le circuit plaque, enfin la grille n° 3 est soumise au choc de durée T_3 .

Ce procédé nécessite l'emploi de plusieurs lampes et partant du choc fourni par un système Neher à réaction constitué de deux lampes, il faudrait encore ajouter deux lampes pour avoir un choc de sortie positif de durée égale à 10^{-6} sec., et trois lampes pour avoir le même choc négatif. Or pour atta-

quer les lampes du circuit de sélection nous avons vu qu'il fallait un choc négatif.

§ 18. Circuit grille réactif. — En vue de diminuer le nombre d'étages déformants, j'ai remplacé la résistance de grille d'une lampe ouverte par une self, le choc négatif étant appliqué par la capacité habituelle (20 cm.).

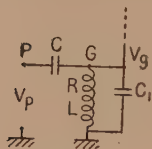


Fig. 32.

Si le courant grille n'intervenait pas, l'excitation de la self par le choc donnerait un phénomène oscillatoire amorti.

Considérons le circuit de la figure 32 et supposons que l'on applique en P la décharge habituelle :

$$V_p = E \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right).$$

Le potentiel en G est donné par l'équation différentielle :

$$\begin{aligned} V_g + \frac{dV_g}{dt} R(C + C_1) + \frac{d^2V_g}{dt^2} L(C + C_1) \\ = RC \frac{dV_p}{dt} + LC \frac{d^2V_p}{dt^2}. \end{aligned}$$

Posons pour alléger l'écriture :

$$\begin{aligned} R(C + C_1) &= \tau_2 & L(C + C_1) &= k \\ RC &= \tau_2' & LC &= k' \end{aligned}$$

on a :

$$V_g + \tau_2 \frac{dV_g}{dt} + k \frac{d^2V_g}{dt^2} = E \left[\frac{\tau_2'}{\tau_1} e^{-\frac{t}{\tau_1}} - \frac{k'}{\tau_1^2} e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right].$$

Les conditions initiales pour que le système soit au repos sont : $V_g = 0$ et $\tau_1 = 0_1$ (courant dans la self nul) d'où l'intégrale :

$$V_g = E \left[e^{-\alpha t} (K_1 \cos \omega t + K_2 \sin \omega t) - K_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right]$$

avec :

$$\alpha = \frac{\tau_2}{2k} \quad K_1 = \frac{k' - \tau_2\tau_1}{k - \tau_2\tau_1 + \tau_1^2} \quad K_2 = \frac{1}{\omega} \left| \frac{\tau_2'}{\tau_1\tau_2} + \alpha K_1 - \frac{K_1}{K_1} \right|$$

$$\omega = \frac{1}{2k} \sqrt{4k - \tau_2^2}.$$

Pente à l'origine :

$$\frac{E\tau_2'}{\tau_1\tau_2}.$$

L'expression $K_1 \cos \omega t + K_2 \sin \omega t$ peut se mettre sous la forme $K \cos(\omega t - \varphi)$ avec $\operatorname{tg} \varphi = \frac{K_2}{K_1}$.

En pratique $\frac{K_2}{K_1}$ varie comme $\frac{T_1}{T_s}$.

$T_s =$ demi-pseudo-période $\neq \pi, \sqrt{L(C + C_1)}$.

Soit $R = 30$ ohms. $L = 5 \cdot 10^{-4}$ Henry. $C = 20 \cdot 10^{-12}$ Farad.

$C_1 = 80 \cdot 10^{-12}$ Farad. $\frac{K_2}{K_1} = 1/5 \sqrt{5} \cdot 10^{-3}$ pour $\tau_1 = 10^{-4}$.

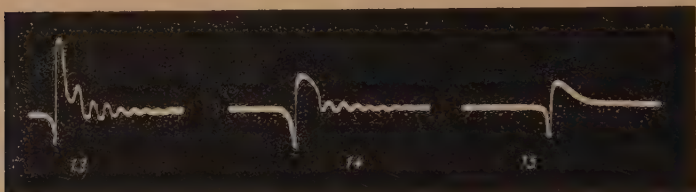
$T_s = 7 \cdot 10^{-7}$ sec.

On voit que si la période du régime oscillatoire libre est petite, par rapport à la constante de temps du régime préliminaire, le terme exponentiel est négligeable.

En observant le phénomène à l'oscillographe, au point G, pour un potentiel de grille très négatif, ou en l'absence de toute grille, on constate bien le régime oscillatoire prévu ; mais, à mesure que l'on dépolarise la lampe et que le courant grille apparaît aux grandes amplitudes positives, on voit le régime changer ; la première période positive est amortie et les oscillations suivantes sont faibles. Enfin si la grille est complètement à zéro, l'amortissement est parfait dès la première période positive ; quant au choc négatif unique, il se rétrécit et prend une largeur moyenne de l'ordre d'une demi-pseudo-période. Oscillogrammes nos 13, 14 et 15.

Toutefois, cette indication est d'ordre purement pratique, car il n'existe aucun rapport entre le régime oscillatoire libre et celui obtenu avec le courant grille.

En effet, plaçant un condensateur variable en parallèle sur la self, on peut explorer le spectre de fréquence du choc préliminaire qui se compose d'une série de maxima et minima d'amplitudes en fonction de la fréquence ; on constate en particulier que le choc contient des fréquences très élevées : 10 mégacycles.



Variation du régime oscillatoire en fonction de la polarisation « grille ». Période libre : $4 \cdot 10^{-5}$ sec.

N° 13. Polarisation grille : 7 volts.

N° 14. Polarisation grille : 4 volts.

N° 15. Pas de polarisation, durée du choc négatif résultant : environ 10^{-5} sec.

Excitation par chocs de relaxation, fréquence : 5 000.

Le régime oscillatoire rapide du relaxateur d'excitation modifie la nature du choc primaire, ici le choc négatif secondaire a une largeur moyenne égale au quart de la pseudo-période.

Si la self est reliée à la grille et mise à la masse, le choc négatif s'élargit à mesure que la capacité croît, mais son amplitude diminue sans présenter la moindre anomalie, ce qui prouve que le nouveau régime n'est plus oscillatoire mais purement amorti.

Naturellement, dans tous les cas d'application, la self doit avoir un bon coefficient de surtension.

§ 19. Exemple d'application. — Soit un système Neher à réaction donnant un choc dont le temps de décharge est égal à $3 \cdot 10^{-5}$ sec. et la durée totale égale à $5 \cdot 10^{-4}$ sec. Ce choc excite une lampe faisant partie du dispositif de sélection, dont on abaisse la résistance de grille pour améliorer le pouvoir de sélection.

La limite de rapidité du choc résultant est, comme nous l'avons montré déjà, atteinte avec une résistance de 50 000 ohms ; si la résistance est dix fois plus petite, la durée du choc est du même ordre et l'amplitude de l'ordre du volt.

On remplace la résistance par une self du type « nid d'abeille » construite pour les circuits M. F. Radio ; la fréquence propre du circuit grille est de l'ordre de 0,5 mégacycle, on obtient un choc négatif dont la durée est si petite qu'il est difficile de la mesurer à l'oscillographe (de l'ordre de 10^{-6} sec.), quant à l'amplitude du choc, elle est égale à 6 volts et on obtiendrait cette même amplitude avec une résistance de 25 000 ohms.

Si toutes les lampes du circuit de sélection ont la même self dans le circuit grille, le pouvoir de sélection mesuré par le nombre de coïncidences fortuites correspond au temps de résolution de 10^{-6} sec.

Jusqu'ici nous avons étudié la question des chocs appliqués sur la grille, sans parler du circuit plaque. Or, pour le cas précédent, si l'on augmente la largeur du choc sur la grille au moyen d'une capacité et, bien que l'amplitude alors diminue, on constate que l'amplitude du choc positif produit par le circuit plaque augmente, ce qui prouve que ce circuit n'a pas le temps nécessaire de se recharger complètement pendant la durée de l'excitation. Nous allons maintenant examiner plus en détail cette question.

§ 20. Influence du circuit plaque. Choc positif. — Supposons que l'on applique sur la grille d'une lampe la décharge :

$$V_f = E \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) ;$$

soit C_p la capacité parasite entre plaque et masse due aux connexions et, dans une certaine mesure, aux capacités de couplage branchées éventuellement ; soit d'autre part, K le

coefficient d'amplification, ρ la résistance interne de la lampe, V_p le potentiel variable de plaque, i_p le courant plaque (fig. 33).

L'équation de la lampe en supposant ρ constant est :

$$K \cdot V_f = V_p + \rho i_p,$$

$$i_p = \frac{V_p}{R_p} + C_p \cdot \frac{dV_p}{dt};$$

d'où :

$$\frac{K \cdot R_p}{\rho + R_p} V_f = V_p + \frac{R_p \cdot \rho}{\rho + R_p} \cdot C_p \cdot \frac{dV_p}{dt};$$

en posant :

$$\frac{K \cdot R_p}{\rho + R_p} = K' \text{ (coefficient d'amplification dynamique)}$$

$$\frac{\rho \cdot R_p}{\rho + R_p} C_p = \tau_2 \text{ (constante de temps du circuit plaque)}$$

on obtient l'intégrale :

$$(4) \quad V_p = K'E \left| \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) - \frac{\tau_2}{\tau_1 - \tau_2} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \right|.$$

On voit que si τ_1 est petit par rapport à τ_2 , l'équation se

réduit au terme variable $\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right)$; c'est le régime libre du circuit plaque.

Si la lampe débite en régime normal et reçoit un choc négatif brusque, la résistance interne devient infinie et la constante de temps τ_2 atteint la valeur la plus élevée $R_p \cdot C_p$; au contraire pendant le régime de restitution la résistance interne de la lampe devient très petite ainsi que τ_2 .

Il en résulte que la courbe de charge du choc positif est plus lente que la courbe de restitution, ce qui est visible sur les oscillogrammes nos 16 et 18.

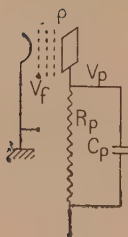


Fig. 33.

D'autre part, et ceci est général, le régime libre du circuit plaque est le plus rapide que l'on puisse imprimer à ce circuit; un choc très brusque et rectangulaire de durée T imprimé à la grille donnera, après amplification, un choc dont l'amplitude atteinte dépendra de τ_2 et du temps T .

Exemple :

Soit un régime préliminaire rapide :

$$\tau_1 = 10^{-6} \text{ sec.}$$

$$T = 10^{-6} \text{ sec.,}$$

soit d'autre part une résistance de plaque élevée $R_p = 4 \cdot 10^6$ ohms; $C_p = 20 \text{ cm.}$:

$$\tau_2 = 8 \cdot 10^{-5}.$$

L'amplitude atteinte fournie par l'équation (4) est :

$$V_p = \frac{1}{80} K' \cdot E$$

c'est-à-dire $1/80$ de l'amplification maximum, soit environ 4 volts.

En adoptant une résistance de plaque plus petite :

$$R_p = 1,5 \cdot 10^5 \text{ ohms,}$$

on a :

$$V_p = \frac{1}{3} K' \cdot E,$$

soit 100 volts.

On doit maintenant se poser la question suivante : l'excitation négative de la lampe ouverte ayant une durée de 10^{-6} sec. et la constante de temps du circuit plaque en régime libre étant égale à $3 \cdot 10^{-6}$ sec. par exemple, bien que l'effet de cette constante de temps soit de diminuer l'amplitude atteinte, a-t-elle en même temps pour effet d'augmenter la largeur du choc de sortie, c'est-à-dire de maintenir l'état transitoire du circuit plaque un temps plus long que l'excitation?

Si la réponse était positive, le pouvoir séparateur du système de sélection serait limité par le régime plaque ; mais

par suite de l'effondrement de la résistance interne, dès la fin de l'excitation, la courbe de restitution est très raide, et tout compte fait, la largeur du choc positif reste sensiblement constante.

Cette influence de la constante de temps du circuit plaque est surtout importante dans le cas d'une lampe ouverte au point de vue de l'amplitude du choc de sortie, puisque dès l'excitation, la résistance de plaque intervient seule pour déterminer le décré- ment.

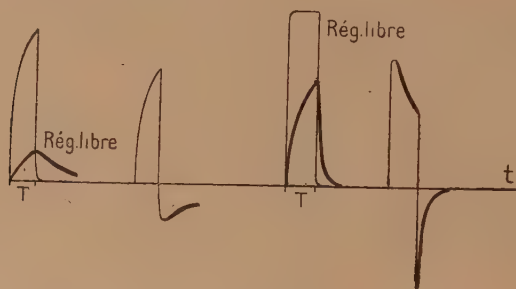


Fig. 34 et 35.
Construction des oscillogrammes 17 et 19.

Nous avons vu d'autre part, qu'au point de vue du fonctionnement statique de cette même lampe, il était également préférable d'adopter une faible valeur pour la résistance de plaque ; ces deux remarques conjuguées constituent un point essentiel.

Pour une lampe fermée excitée par un choc positif, cette question n'est pas aussi importante, puisque dès l'excitation la résistance interne s'effondre ; la résistance de plaque intervient seulement pendant la période de restitution ; de toute façon, il est plus facile d'obtenir des chocs négatifs très raides que des chocs positifs.

A titre de vérification des caractères du choc positif de plaque et des calculs précédents, les oscillogrammes 16, 17 et 18, 19 montrent les déformations déterminées par un couplage lâche.

Pour éviter le phénomène de blocage déjà décrit, la résistance R_g habituelle n'est pas connectée à la grille.

Le premier oscillogramme a été obtenu en choisissant une constante de temps $R_g C_g$ plus élevée que la constante τ'_1 de



Déformation du choc positif.

N° 18 et n° 16. Choc positif rapide.

N° 17. Après couplage, le régime libre est plus lent que le régime forcé.

N° 19. Le régime libre est plus rapide que le régime forcé.

charge et τ_1 de restitution ; d'autre part, on sait que $\tau'_1 > \tau_1$ (condition inverse du choc négatif). Conformément à l'équation 3, on peut tracer le diagramme explicatif de l'enregistrement, et dans ce cas le régime libre de décroissement $1/\tau_2$ a l'amplitude la plus petite (fig. 34).

Avec $R_g C_g$ plus petit que τ'_1 et τ_1 , on obtient le deuxième oscillogramme ; le régime libre se termine rapidement ; on voit sur le diagramme explicatif que T étant important, le régime forcé a le temps de prendre une amplitude notable et, comme le régime de restitution forcé est rapide, l'onde inverse de la déformée est ample et brusque (fig. 35).

CHAPITRE V

Réalisations d'appareils.

§ 21. Construction du sélecteur. — L'étude de la déformation des chocs conduit à adopter le dispositif de sélection de la figure 22 ; les chocs rapides étant assurés par les selfs de grille. Ce dispositif donne, à chaque coïncidence d'excitation des systèmes d'asservissement, un choc positif que l'on doit employer pour actionner un numérateur.

Pour le comptage individuel, le problème de la numération se heurte à l'inertie mécanique des relais dont le temps mort est de l'ordre de 10^{-2} sec. chez les meilleurs.

Dans le domaine de la radio-activité, on peut avoir besoin d'un comptage très élevé et la numération ne peut se faire qu'au moyen de démultiplicateurs électriques, où encore à l'aide d'un intégrateur.

Pour le dénombrement des coïncidences dont la fréquence dépasse rarement 60 par minute, nous utiliserons un relais robuste du type téléphonique dont le temps mort est de l'ordre de $1/15$ de seconde. Comme nous le verrons par la suite, la mesure des coïncidences fortuites qui nécessitait autrefois la connaissance exacte du comptage individuel de chaque tube G. M. peut être faite directement, grâce au décalage des chocs.

Par ailleurs, il est facile, à l'aide d'un écouteur dont un fil est tenu à la main et l'autre approché du fil du compteur, de vérifier le fonctionnement des relaxateurs.

Dans le but d'actionner le relais numérateur qui nécessite un courant de quelques milli-ampères, on pourrait utiliser

une lampe de puissance excitée par un choc dont la durée serait égale au temps de déclenchement du relais ; il faudrait alors adapter un circuit qui, à partir d'un choc bref, donnerait un choc lent et sensiblement rectangulaire ; bien que la réalisation d'un tel circuit soit assez facile, il est plus pratique d'utiliser un thyatron ; on sait que ce tube est une lampe triode à gaz donnant une décharge continue dès l'excitation de la grille.

Le retour au repos n'a lieu que si le courant anodique est coupé ce qui peut être réalisé, soit par un rupteur, soit par un contact de travail mettant à la masse le circuit plaque.

Dans le premier cas, la coupure du courant s'effectue au moment où celui-ci est maximum, d'où étincelle de rupture ; dans le deuxième cas, la mise à la masse s'effectue au moment où la tension de contact est minimum, il n'y a pas d'étincelle ; il peut arriver, suivant la self du relais que le deuxième dispositif

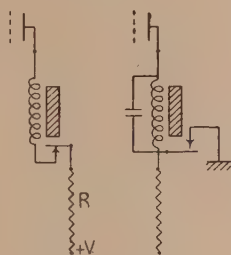


Fig. 36.

donne, au moment du contact, une surtension à l'autre extrémité du bobinage ce qui nécessite une polarisation anormale de la grille pour éviter la naissance d'un nouvel arc ; une capacité placée en parallèle sur le bobinage évite ce phénomène nuisible (fig. 36).

Le choc appliqué sur la grille de la lampe doit être positif ; d'autre part, l'arc ne se produit pas pour de brèves impulsions ; il faut une durée de 10^{-4} sec. au minimum afin que le développement des ions soit suffisant pour assurer une décharge entretenue.

Après avoir amplifié les chocs résultants du système de sélection, par une pentode normalement fermée, dont la tension plaque est prise sur la haute tension nécessaire aux compteurs, on dispose d'un choc négatif de grande amplitude

Quatre relaxateurs d'asservissement du type Neher à réaction ;

Un dispositif à grand pouvoir de sélection ;

Un étage d'amplification des chocs résultants ;

Un système de numération ;

Une alimentation basse tension stabilisée pour les anodes, grilles-écran et polarisations ;

Une alimentation haute tension stabilisée et ajustable pour les compteurs.

Il est prévu quatre polarisations variables sur la base de 30 volts dont trois sont indispensables :

1° Polarisation commune des lampes fermées du relaxateur ;

2° Polarisation de l'amplificatrice des coïncidences ;

3° Polarisation du thyatron ;

4° Polarisation des lampes de réaction pour faire osciller les relaxateurs à fréquence élevée $F = 10\,000$.

(Vérification utile du bon état des relaxateurs, étude à l'oscillographe, etc.).

Comme la résistance des potentiomètres est faible par rapport à celles des grilles, il est inutile de les découpler.

L'alimentation basse tension se compose d'un transformateur, d'une valve, d'une cellule de filtrage, d'un diviseur de tension et d'une lampe régulatrice fer hydrogène.

La tension de polarisation maximum est la même pour les quatre potentiomètres (— 30 volts) et la tension écran fixe de 100 volts est la même pour toutes les pentodes du sélecteur, ces deux tensions sont données par un diviseur constitué de deux résistances de 5 000 ohms dont une à curseur et liées à la masse par des capacités électrochimiques de 8 microfarad. La résistance de chaque potentiomètre est de 10 000 ohms.

L'alimentation haute tension est pourvue d'un système de régulation instantané, en plus de la lampe fer hydrogène.

Ce système est l'application du procédé Evans modifié par

Ashworth⁽¹⁾, et basé sur la propriété de la caractéristique de la pentode $i_p = f(V_p)$ qui permet d'avoir un courant constant. Avant la régulation la tension continue filtrée est égale à 2 000 volts et la tension de sortie stabilisée est égale à 1 500 volts. La tension écran de la pentode est elle-même stabilisée par une lampe au néon du type 100 volts. Le système bien réglé, une variation du secteur de 10 volts donne à la sortie une fluctuation de 0,1 volt. La caractéristique externe du circuit est mauvaise par suite de la résistance interne élevée, comme les relaxateurs débitent beaucoup plus que des compteurs autonomes, la tension générale s'abaisse pour un régime de comptage élevé, mais pour les mesures de rayons cosmiques où le comptage est faible le circuit s'est révélé parfaitement suffisant.

La composition de l'alimentation haute tension est donc la suivante.

Un transformateur de construction soignée :

Secondaire :

1 600 volts	10 millis
6 volts	0,3 amp. (chauffage 6.C.6 régulatrice)
7 volts	1,25 amp. (chauffage d'une valve 81).

Isolement entre enroulements et enroulements et masse : 6 000 volts.

Primaire : 70 volts.

Une lampe régulatrice fer hydrogène : 0,45 amp. ;

Une valve américaine 81 supportant une tension de pointe de 2 000 volts à *ne pas dépasser*, le support de lampe est en porcelaine (ne pas employer la bakélite) ;

Quatre condensateurs de 2 microfarad, isolement 6 000 volts (filtrage) ;

Deux condensateurs de 2 microfarad, isolement 750 volts (découplage) ;

Une pentode courante genre 6.C.6 (régulation) ;

Un diviseur de tension donnant une variation générale de

⁽¹⁾ Evans R. S. I., 1934, t. 5, 371. Ashworth R. S. I., 1937, t. 6, 127.

375 volts à l'aide d'un potentiomètre à 10 plots et une variation individuelle de 125 volts continue à l'aide de quatre potentiomètres ;

Une lampe au néon Philips n° 4357.

L'appareil complet comprend donc : 2 régulatrices, 2 valves, 14 pentodes, 1 thyatron, 1 lampe au néon = 22 lampes.

Il est monté sur châssis métallique. Comme les axes des potentiomètres, les commutateurs et les douilles doivent être isolés, ce matériel est fixé sur une plaque de bakélite qui vient se placer verticalement derrière le panneau avant du châssis.

En partant de l'avant, les lampes Neher sont placées les premières et connectées directement aux douilles de branchement des compteurs, puis vient la rangée des quatre lampes de réaction, la rangée des selfs placées dans des blindages et enfin la rangée des lampes du dispositif de sélection. A l'intérieur de l'appareil, cinq plaques métalliques sont placées entre les éléments pour éviter les inductions mutuelles.

Les selfs déterminant le pouvoir séparateur sont du type Radio (bobinages moyenne fréquence) 500 spires.

A droite de cet ensemble, se trouve l'alimentation haute tension ; à gauche la basse tension et le dispositif de numération.

Six appareils identiques ont été construits successivement ; marchant jour et nuit pendant des mois, ils se sont révélés robustes, stables et pratiques. D'autres appareils semblables sont construits ou en construction dans différents laboratoires.

§ 22. Les retards. Applications. — Le type d'appareil décrit est spécialement destiné aux mesures sur les rayons cosmiques, il permet également des mesures de radio-activité dans de bonnes conditions.

Il pourrait être intéressant en vue d'étudier le temps de

latence des compteurs, ou pour toute autre raison, d'accroître encore le pouvoir de sélection.

Bien que nous n'ayons pas fait l'essai, nous croyons possible d'obtenir un temps de résolution peut-être dix fois plus petit, au prix de difficultés sérieuses.

Cependant les retards de l'ordre de 10^{-7} sec. se rencontrent dans tous les circuits ; ils sont dus : aux courbures des caractéristiques, aux diminutions des pentes à l'origine des chocs secondaires produites par les couplages et les capacités parasites, à la vitesse des électrons, aux reculs de grille, à l'inertie des circuits plaque.

Une coïncidence véritable à la sortie du système de sélection ne peut avoir lieu, pour une coïncidence réelle à l'entrée, que si les retards introduits dans les circuits sont égaux ; pour plus de sûreté, il faudrait introduire un système retardeur souple et réglable, permettant de compenser les retards éventuels en admettant qu'ils soient constants.

Pour l'appareil décrit, les retards ne sont pas gênants, on peut s'en assurer en excitant les deux relaxateurs mis en coïncidence à l'aide d'un choc unique rapide, de préférence négatif, appliqué sur les grilles des lampes de réaction par l'intermédiaire d'une faible capacité.

Seuls, les retards parfois inégaux introduits par les compteurs sont à craindre. Par exemple, il est impossible d'obtenir des coïncidences entre deux compteurs dont l'un est du type Cosyns et l'autre du type Trost ; il existe également des inégalités entre les compteurs du deuxième type suivant la nature des mélanges.

D'autre part, comme nous le verrons par la suite, il peut être nécessaire pour étudier l'extension des grandes gerbes, d'écarter un des compteurs de l'appareil sélecteur à une distance atteignant 300 m., or, en supposant que la transmission soit parfaite, celle-ci introduit néanmoins un retard dû à la durée de propagation.

Avant tout, puisque le décalage systématique des chocs,

pendant un temps supérieur au pouvoir séparateur, détruit toute possibilité d'avoir des coïncidences réelles, on peut l'utiliser pour mesurer directement les coïncidences fortuites.

Si nous utilisons par exemple sur le sélecteur les relaxateurs n° 1 et n° 2 pour l'asservissement de deux tubes, il reste les deux autres n° 3 et n° 4 libres, on peut alors exciter le n° 3 d'une manière indirecte par le relaxateur n° 2 en service au moyen d'une liaison introduisant un retard. Une simple résistance de quatre mégohms insérée entre les deux cornes des lampes de réaction suffit pour que l'un des relaxateurs soit excité un peu après l'autre de telle sorte que le n° 1 mis en coïncidence avec le n° 3 soit un dispositif de mesure directe des fortuites.

Par le jeu des commutateurs correspondants 1 et 2 du dispositif de sélection, on peut passer à tout moment de la mesure coïncidences vraies + fortuites, à la mesure des fortuites, sans se préoccuper du comptage individuel.

Pour obtenir des coïncidences malgré des décalages importants, j'ai réalisé un appareil dénommé *déphaseur* (plutôt que retardateur ou décaleur, bien qu'il n'y ait aucun rapport avec la terminologie adoptée en électrotechnique).

§ 23. **Appareil déphaseur de chocs.** — Le circuit de base (fig. 38) se compose de deux pentodes : la première ouverte ; la deuxième fermée ; il s'insère entre le compteur asservi par un relaxateur individuel et le relaxateur du sélecteur ; la grille de la première lampe du circuit déphaseur légèrement couplée par une capacité de 20 cm. soit au fil du compteur, soit à la grille de la lampe de réaction du relaxateur individuel, reçoit des impulsions négatives ; la plaque de la dernière lampe couplée d'une façon identique à la grille de la lampe de réaction du relaxateur de l'appareil sélecteur, excite ce dernier par des impulsions également négatives.

Comme l'excitation de la première lampe du circuit

déphaseur est brusque, la résistance interne s'effondre, et le régime de charge du circuit plaque dépend principalement de la constante de temps, dont la variation à l'aide d'un condensateur variable fait varier en même temps la pente ; en transmettant ce régime sans trop de déformation à la grille de la lampe suivante par une liaison à résistance, l'ouverture de celle-ci va dépendre du temps que met la tension à s'élever, le potentiomètre de grille réglant la marge de potentiel nécessaire. Le jeu de ces deux variables, et en par-

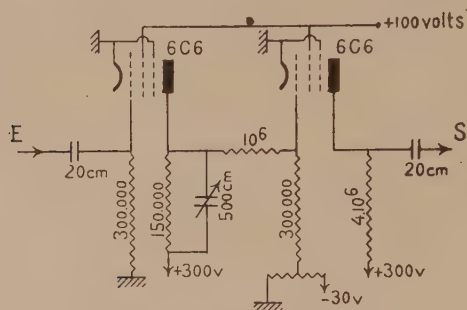


Fig. 38. — Circuit déphaseur.

ticulier du condensateur, permet de régler le retard recherché entre le choc à l'entrée et le choc à la sortie du circuit.

Ce système a été adopté après avoir essayé :

1° l'utilisation des thyratrons sans succès, par suite de l'irrégularité du temps de décharge et du retard résiduel élevé dépendant des tubes ;

2° la décharge d'un condensateur variable à travers la résistance interne d'une lampe qui semble instable.

L'appareil définitif se compose de deux circuits identiques retardateurs pour l'enregistrement des coïncidences doubles ; il est alimenté par les mêmes sources (rien ne s'oppose à la construction d'un appareil quadruple), chaque condensateur est à progression linéaire.

En effectuant le couplage décrit plus haut et excitant en

même temps les deux circuits d'entrée du déphaseur par des chocs artificiels à fronts raides produits par un relaxateur quelconque en oscillation, on peut vérifier le fonctionnement de l'ensemble constitué par le déphaseur et le sélecteur.

L'expérience montre, comme on peut s'y attendre, que la plage de réglage des condensateurs est d'autant plus petite que le retard maximum du déphaseur et le pouvoir séparateur sont grands.

Pour un angle donné du condensateur n° 1 et faisant varier le condensateur n° 2, on trouve la plage de réglage au voisinage de l'angle n° 1 ; au moyen des potentiomètres, on peut corriger ces inégalités et avoir exactement le même angle et de même, faire varier l'extension de la plage qui, pour les valeurs données, est de l'ordre de 5° à 10°. On constate surtout que la plage de réglage est constante, quelle que soit la position commune par rapport à l'origine des deux condensateurs ; ce qui permet de dire que la variation du retard est également à progression linéaire.

A défaut d'un procédé d'étalonnage sûr et pratique, la base de mesure des retards ne peut être que le temps de résolution τ du dispositif de sélection. Par exemple, pour une plage de réglage égale à 5°, correspondant à $\tau = 10^{-6}$ sec., le retard maximum est égal à 36 τ et le retard résiduel (condensateur à zéro) estimé à τ .

En modifiant les résistances, il est possible d'obtenir un retard total très élevé, égal à la durée du choc d'excitation mais la plage de réglage devient très pointue ; on a du reste, $\frac{\Delta\theta}{\theta_{\max}} = \frac{\tau}{T_{\max}}$. Grâce à l'emploi de deux circuits identiques le réglage ne présente pas de dérivé, même pour des variations de tensions de 40 0/0, où en période de chauffage des lampes.

Une fois le fonctionnement de l'ensemble vérifié, on peut passer à la mesure des coïncidences doubles, mises en évidence par des compteurs parallèles horizontaux, le plan des axes étant vertical.

Comme le montre la figure 39 toutes les connexions peuvent se faire à l'extérieur du sélecteur, au moyen de fils blindés ; des pinces viennent serrer les grilles des lampes.

Voici deux expériences réalisées dans ces conditions avec deux compteurs Philips.

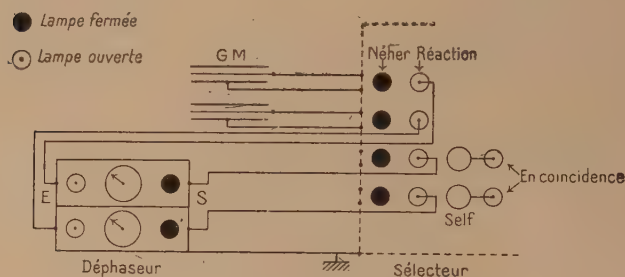


Fig. 39. — Utilisation du déphaseur.

1) Le déphaseur réglé symétrique, on obtient, en fonction du décalage angulaire θ des condensateurs, le nombre de coïncidences suivant.

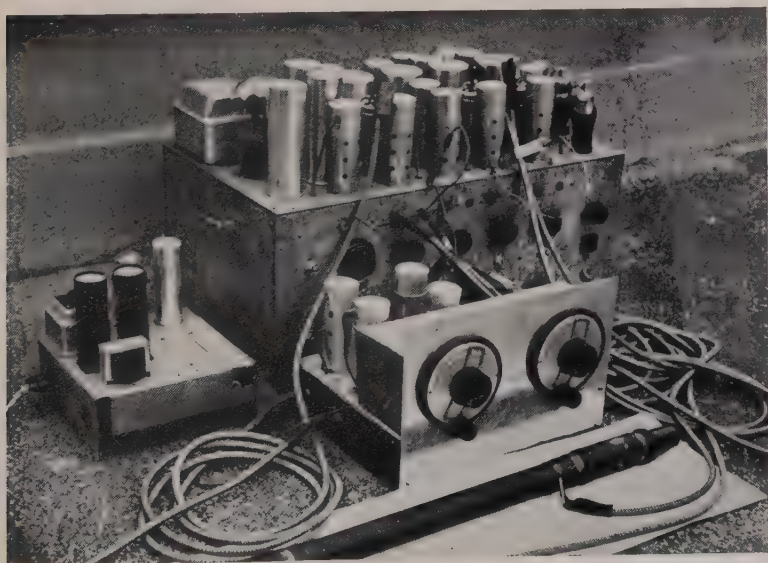
Différence angulaire	Coïncidences
0	40/minute
5	5/heure
10	2/heure
50	0,08/heure
100	0,08/heure
	Fortuites
	pures

La plage de réglage étant, dans ces conditions, de l'ordre de 5° , on voit que les bords sont francs. Toutefois, il se produit des coïncidences de chocs décalés diminuant en fonction du retard, dont le nombre s'ajoute à celui des coïncidences fortuites.

Comme ce phénomène est associé au nombre de particules traversant les deux tubes, il ne peut être dû qu'à la fluctuation accidentelle du temps de latence d'un des tubes,



Le sélecteur complet, muni d'un compteur de « Geiger-Müller » Philips.



« Déphaseur » branché sur le sélecteur, pour la mesure des coïncidences produites par un compteur proche et un compteur éloigné.

explicable d'ailleurs par une avalanche primaire insuffisante, suivie sans doute d'une seconde avalanche provoquée par exemple par l'évolution d'atomes restés dans un état métastable d'excitation.

En estimant le total de ces coïncidences asynchrones à 20 par heure pour une fréquence de 40 coïncidences synchrones par minute, on obtient une perte de 0,5 0/0 de coïncidences synchrones due à ces variations inégales du temps de latence, ce qui est négligeable.

2) On veut mesurer la variation du pouvoir séparateur du dispositif de sélection, en fonction de la résistance de grille R_g des lampes et comparer ces résultats avec celui donné par la self habituelle.

On obtient la variation de plage de réglage suivante :

R_g	$\Delta\theta$	τ
50 000 . . .	170	$1,7 \cdot 10^{-5}$
25 000 . . .	140	
10 000 . . .	115	
5 000 . . .	105	
2 000 . . .	100	10^{-5}
Self. . . .	10	10^{-6}

Il est naturel que le temps de décharge des relaxateurs excités par le déphaseur soit plus petit que dans le cas d'excitation directe par compteur.

On pourrait également obtenir, à l'aide du déphaseur, des coïncidences asynchrones entre les particules émises directement, par une source radio-active et l'émission secondaire d'une substance activée, ces coïncidences s'étalant exponentiellement, en fonction de la période de désintégration.

Nous verrons enfin plus loin l'utilisation du déphaseur pour mesurer les grandes gerbes.

Construit depuis 2 ans et demi, l'appareil nous a donné entière satisfaction.

CHAPITRE VI

Application des appareils aux mesures de grandes gerbes.

§ 24. Mesures préliminaires. — L'étude des grandes gerbes a été publiée par le groupe dirigé par P. Auger dans différentes notes aux comptes rendus, dans le *Journal de Physique* et dans la *Review of Modern Physics*; je vais retracer brièvement ces recherches en insistant particulièrement sur la technique de ces mesures, dont nous n'avons pas parlé faute de place.

Le premier sélecteur du type décrit fut construit en janvier 1938; il fut soumis à un essai de rendement à l'aide du dispositif classique, constitué de 3 ou 4 compteurs parallèles horizontaux, le plan des axes étant vertical, numérotés de haut en bas 1, 2, 3 et 4.

On sait que si $N_{1,3}$ est le nombre de coïncidences doubles par unité de temps obtenues avec le compteur n° 1 et le compteur n° 3, et $N_{1,2,3}$ les coïncidences triples, le rendement de l'ensemble sélecteur et compteur est donné par le rapport $\rho = \frac{N_{1,2,3}}{N_{1,3}}$.

Avec un quatrième compteur on a également :

$$\rho = \frac{N_{1,2,3,4}}{N_{1,3,4}} = \frac{N_{1,3,4}}{N_{1,4}} \quad \rho^2 = \frac{N_{1,2,3,4}}{N_{1,4}}$$

Le nombre de coïncidences étant obtenu avec l'erreur probable statistique $\pm \sqrt{\frac{N}{T}}$ où N est le nombre total de coups pendant la durée de la mesure T .

Ces mesures avec les compteurs Philips, donnèrent un

rendement égal à $0,985 \pm 0,1$ pour un comptage individuel de 200 chocs par minute, ce qui permettrait de conclure que le rendement du sélecteur était égal à un et celui du compteur voisin de un.

Je rappelle les caractéristiques des tubes employés pour toutes les expériences suivantes : longueur 34 cm., diamètre 32 mm., surface utile environ 100 cm², tension du seuil 1 100 volts, tension de travail 1 200 à 1 500 volts.

Comme le déphaseur n'existait pas à l'époque, l'essai du pouvoir de sélection et la mesure du temps de résolution ne pouvaient se faire qu'au moyen du procédé classique ; mais les coïncidences fortuites étant très faibles, il fallait éliminer tout risque d'excitation simultanée des compteurs par les gerbes.

On connaissait les gerbes mises en évidence par Rossi, créées dans une matière dense placée au-dessus d'un ensemble de compteurs disposés en triangle ; la coïncidence n'étant produite qu'au passage de deux particules associées, au moins.

Ces gerbes relativement molles comparées aux mésotons sont fortement absorbées par une épaisseur de 5 cm. de plomb.

Des gerbes de même nature, produites dans l'air, ne pouvaient être que difficilement étudiées par suite du trop grand nombre de coïncidences fortuites, données par les appareils anciens, sans compter les variations de rendement.

Toutefois, nous pensions qu'une distance de 4 m. entre les compteurs non parallèles, placés dans un plan horizontal, devait éliminer presque totalement l'effet de ces gerbes de l'air.

Or, à Paris, l'appareil comptait encore quatre coïncidences par heure avec deux compteurs et environ deux coïncidences avec trois compteurs. De plus, en protégeant les tubes par une épaisseur de 10 cm. de plomb, ces nombres baissaient faiblement.

Ces résultats nous ayant paru suspects, nous avons voulu nous assurer directement du petit nombre de fortuites, en descendant l'appareil dans un laboratoire souterrain à 28 m. de profondeur.

L'envergure du système de trois compteurs étant de 3 m. et le nombre de chocs individuels étant du même ordre de grandeur qu'au-dessus du sol, à cause de la radio-activité ambiante, nous avons attendu 24 heures avant d'avoir une coïncidence, et en protégeant les compteurs par 5 cm. de plomb, il a fallu attendre 72 heures.

D'après le nombre de coïncidences doubles, le pouvoir de résolution fut estimé par excès et faute de temps à $5 \cdot 10^{-6}$ sec. ; mais l'expérience montra par la suite que ce chiffre était trop élevé.

Nous nous sommes assurés de l'origine atmosphérique des grandes gerbes ainsi caractérisées en travaillant dans un laboratoire à parois minces (équivalentes à 2 cm. d'eau).

Nous avons étudié l'extension des grandes gerbes dans l'espace (surface de sol qu'elles arrosent), la répartition des particules dans la gerbe et leur densité superficielle (nombre de particules par mètre carré), le pouvoir pénétrant de ces particules, leur effet dans la matière et l'effet barométrique.

Les mêmes expériences ont été répétées dans des laboratoires en haute montagne, Observatoire du Pic du Midi (2 900 m.) et Station Scientifique du Jungfraujoch (3 500 m.), afin d'étudier les variations du nombre et de la constitution des grandes gerbes avec l'épaisseur d'atmosphère traversée.

Des clichés furent pris avec la chambre de Wilson actionnée par le sélecteur.

§ 25. **Extension horizontale.** — L'étude de l'extension des grandes gerbes a été principalement faite en écartant progressivement l'un de l'autre deux compteurs doubles.

Pour les distances inférieures à 4 m., il n'y a pas de diffi-

cultés techniques, puisque les fils de liaison blindés ont une longueur de 3 m.

Entre 4 et 12 m., on doit employer une liaison blindée plus soignée à faible capacité, composée de perles aérées de 1 cm. de diamètre enfilées et recouvertes d'une gaine de fils tressés (capacité 20 cm. par mètre).

Pour les distances supérieures la transmission se fait par fil aérien. Comme l'isolement de la grille des lampes Neher est égal à 12 mégohms, il faut s'abstenir d'employer une

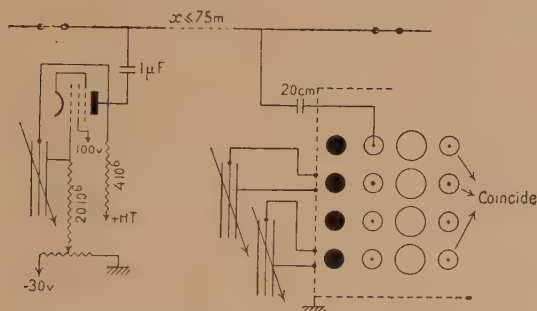


Fig. 40. — Dispositif au Pic du Midi.

liaison aérienne double, qui par temps humide perd son isolement et risque de perturber le fonctionnement du relaxateur et de ce fait, celui du compteur. Celui-ci risque de donner une décharge continue toujours néfaste pour sa conservation.

Il vaut mieux asservir le compteur, soit par une simple lampe Neher, soit par un relaxateur placé à proximité, puis coupler le dispositif au fil aérien, monté comme une antenne de Radio, par une forte capacité; enfin exciter le relaxateur du sélecteur par la ligne, au moyen d'une faible capacité de 20 à 50 cm. branchée sur la corne de grille de la lampe de réaction (fig. 40).

Aucune résistance de fuite n'étant placée entre la ligne et

la terre, le potentiel de celle-ci s'élève rapidement et prend une valeur moyenne égale à celle du fil du compteur.

La mesure de cette tension à l'aide d'un voltmètre électrostatique est une vérification de l'isolement.

Comme l'extrémité de la ligne côté compteur est plus étroitement liée à la terre que l'autre, presque flottante, on se rapproche des conditions de vibration de la ligne en quart d'onde avec un maximum de tension côté sélecteur, ce qui est très favorable au fonctionnement général. La vérification du fonctionnement en coïncidence peut se faire en prenant une ligne circulaire permettant de placer les compteurs l'un au-dessus de l'autre.

Le fonctionnement de l'ensemble est tout à fait normal, sans aucune oscillation et le retard introduit est négligeable pour la distance maximum employée (75 m.).

On sait du reste que l'onde mobile induite à l'extrémité de la ligne se propage sans déformation, et que seule l'amplitude varie.

L'expérience fut faite dans ces conditions au Pic du Midi. Comme le compteur devait être à l'air libre sur un toit en ciment et qu'il fallait craindre les chutes de neige et le brouillard, il fut placé dans un cylindre en zinc, étanche, de 8 cm. de diamètre après avoir été entouré de papier huilé isolant; le tout était raccordé à un tube de caoutchouc passant par une cheminée et contenant les fils blindés.

En dessous, se trouvait le système Neher et la source de haute tension; une sortie étanche reliait la capacité de couplage liée au fil du tube à la ligne.

Ce dispositif permettait tout aussi facilement l'enregistrement de coïncidences triples entre deux tubes proches et un tube éloigné.

Pour les distances supérieures, l'expérimentation est moins simple, car il faut corriger les retards éventuels; c'est dans ce but que fut construit le déphaseur.

Nous avons d'abord envisagé le dispositif suivant :

Un compteur asservi par un relaxateur individuel.

Un émetteur « ondes courtes » modulé par les chocs.

Un récepteur restituant les chocs.

Le déphaseur retardant le circuit du compteur proche, par rapport à la sortie du récepteur.

Le sélecteur.

Un dispositif de réglage par fil aérien, qui devait exciter par des chocs périodiques artificiels l'entrée de l'émetteur et le circuit correspondant au compteur proche.

On devait employer les ondes courtes afin que plusieurs périodes soient contenues dans un temps de 10^{-6} sec., cette mesure évitant l'introduction d'un retard variable sensible, à l'origine du choc, on devait pour les mêmes raisons employer un récepteur à amplification directe.

Ces précautions prises, et l'ensemble construit, les essais montrèrent que la modulation et la détection introduisaient un retard important à l'origine du choc, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$ sec., surtout très instable, ce retard dépendant, en particulier, des potentiels moyens de grille qui fluctuent considérablement en fonction de l'amplitude de la composante alternative.

D'autre part il était difficile d'exciter, par les chocs artificiels de contrôle, les deux circuits sans perturber le fonctionnement normal ; le réglage de contrôle coïncidait difficilement avec le réglage réel.

Après diverses tentatives, ce projet fut abandonné pour revenir à la transmission par fil.

Un premier essai fut fait à Paris, pour une distance de 100 m. Le dispositif comprenait le compteur double éloigné et le relaxateur d'asservissement couplé à la ligne, à l'autre extrémité, le déphaseur retardant le circuit du compteur proche par rapport à celui de la ligne. Aucun dispositif de contrôle automatique n'était prévu, le déphaseur étant réglé symétrique, nous sommes partis du réglage correspondant au retard nul qui donnait une coïncidence par heure envi-

ron ; l'expérience montra, par la suite, que le retard était effectivement pratiquement nul, et que cette valeur était la valeur maximum que l'on pouvait avoir (fig. 41).

En décalant un des condensateurs de 5° de part et d'autre du réglage initial ou plus, on mesurait le nombre de fortuites qui était de l'ordre de 0,5 par heure. Cette mesure fut longue, mais concluante au point de vue de la stabilité de l'ensemble.

La même expérience fut renouvelée au Jungfraujoch pour les distances de 50, 75, 150 et 300 m.

Comme on avait un nombre de coïncidences plus grand les réglages étaient plus rapides.

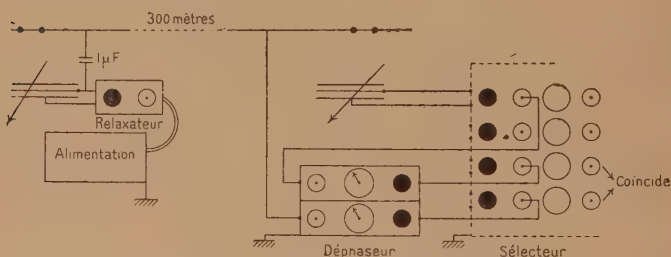


Fig. 41. — Dispositif au Jungfraujoch.

La ligne était divisée en plusieurs parties, la première aérienne, la seconde peu aérée (100 m. de fil isolé au caoutchouc tendu le long des murs). Une troisième partie fut ajoutée pour atteindre la distance de 300 m., c'était une ligne aérienne établie sur un glacier horizontal, en fil d'acier, montée sur poteaux.

Le circuit éloigné et son alimentation furent protégés dans une caisse en bois, elle-même introduite dans un igloo de neige construit à cet effet, une ligne « secteur » enfouie dans la neige assurait l'alimentation des appareils dont la chaleur dégagée suffisait pour éviter les condensations.

Dans ces conditions, la plage de réglage du déphaseur

étant égale à τ , nous avons dû décaler de τ pour avoir le maximum, c'est-à-dire que le retard introduit dans la ligne était de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-6}$ sec. soit très voisin du temps de propagation du choc.

Les parasites assez faibles induits dans la ligne qui s'ajoutaient au choc provenant du compteur étaient, naturellement, éliminés par le dispositif de sélection.

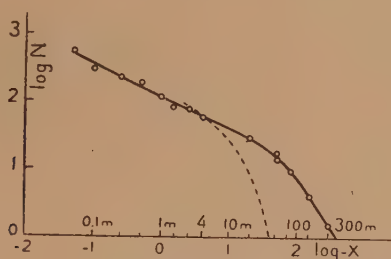


Fig. 42.

Du reste, par suite du pouvoir séparateur élevé, il est assez difficile d'avoir des inductions excitant les relaxateurs en même temps et provoquant une coïncidence synchrone.

Le nombre de coïncidence vraies obtenues à cette distance était égal à $1,5 \pm 0,25$ par heure.

Les résultats complétés par ceux obtenus au Pic du Midi, compte tenu de la différence d'épaisseur d'air traversée, sont donnés dans le tableau ci-dessous fortuites déduites :

D./mètres .	0,05	0,10	0,25	0,5	1	1,5	2,5
Coïncid./h.	580	320	230	190	120	90	81
D./mètres .	4	20	50	75	150	300	
Coïncid./h.	60	30	15	10	4	1,5	

La courbe de la figure 42 exprime les mêmes résultats en coordonnées logarithmiques.

CONCLUSION

L'adoption de notre système d'asservissement du circuit de sélection et de diverses dispositions, permet de tirer le maximum de profit des caractéristiques actuelles des meilleurs compteurs ; le temps de résolution obtenu pour la détection étant inférieur ou égal au temps mort du tube, le temps de résolution du système de sélection étant limité par les fluctuations du temps de latence.

Un nouveau progrès dans le même sens ne pourrait être obtenu que par l'amélioration des tubes G. M.

Les calculs relatifs aux déformations des chocs sont suffisants, puisqu'ils permettent d'expliquer les déformations complexes observées à l'oscillographe et d'éviter les difficultés qui peuvent se présenter dans la recherche d'un pouvoir séparateur élevé.

L'aboutissement de cette étude est l'appareil sélecteur de coïncidences décrit dont le temps de résolution du circuit de sélection est voisin du millionième de seconde. Construit spécialement pour l'étude des phénomènes cosmiques rares, il a permis l'extension de nos connaissances dans ce domaine.

Avec l'adjonction du déphaseur de chocs, on obtient un appareil de mesure complet permettant d'évaluer directement la différence des coïncidences vraies et des coïncidences fortuites elles-mêmes réduites au minimum, et de corriger les retards éventuels produits par les tubes et les circuits.

L'exécution d'une série de six appareils semblables et leur fonctionnement constant dans des conditions diverses souvent défavorables prouvent qu'ils répondent aux exigences que nous avons formulées.

RÉFÉRENCES

- R. MAZE. — *Journ. de Phys. et Rad.*, **9** (1938), 162.
P. AUGER, R. MAZE et T. GRIVET-MEYER. — *Comptes rendus*, **206** (1938), 1721.
P. AUGER et R. MAZE. — *Comptes rendus*, **207** (1938), 228.
P. AUGER et R. MAZE. — *Comptes rendus*, **207** (1938), 671.
P. AUGER, R. MAZE et ROBLEY. — *Comptes rendus*, **208** (1938), 1641.
P. AUGER, R. GRÉGOIRE, R. MAZE et B. GOLDSCHMIDT. — *Comptes rendus*, **209** (1939), 794.
P. AUGER, R. MAZE, P. EHRENFEST et jr A. FRÉON. — *Journ. de Phys. et Rad.*, **10** (1939), 39.
P. AUGER, P. EHRENFEST, R. MAZE, J. DAUDIN, REBLEY et A. FRÉON. — *Rev. of Mod. Phys.*, **11** (1939), 288.
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.	3

CHAPITRE PREMIER

<i>Compteurs d'ions de Geiger et Müller</i>	7
1. Principe	7
2. Construction	8
3. Caractéristique du tube en fonction de la tension	10
4. Influence de la résistance de fuite sur la longueur du palier	11
5. Influence du gaz	12
6. Analyse de la décharge	15

CHAPITRE II

<i>Comptage rapide des particules ionisantes</i>	20
7. Adaptation des lampes électroniques à l'amplifi- cation de chocs électriques	20
8. Le compteur autonome	24
9. Système Neher et Harper	26
10. Système à réaction	29
11. Système Guetting	36
12. Système Neher-Pickering	38
13. Système Johnson	38

CHAPITRE III

<i>Sélection des particules</i>	40
14. Coïncidences, système de sélection	40

CHAPITRE IV

	Pages
<i>Déformations des chocs, production de chocs négatifs rapides</i>	48
15. Le couplage lâche	48
16. Déformation du choc saturé	54
17. Déformations successives	57
18. Circuit grille réactif	58
19. Exemple d'application	60
20. Influence du circuit plaque, choc positif	61

CHAPITRE V

<i>Réalisations d'appareils</i>	66
21. Construction du sélecteur	66
22. Les retards, applications	71
23. Appareil déphaseur de chocs, applications	73

CHAPITRE VI

<i>Application des appareils aux mesures de grandes gerbes.</i>	78
24. Mesures préliminaires	78
25. Mesures de l'extension des gerbes.	80
CONCLUSION	86

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Disparition et création probable
du Méson.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 28 Novembre 1940.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

J. CARCOPINO.

